



Mise en œuvre du multidétecteur $4\pi \gamma$ TAPS au GANIL

R. Merrouch

► To cite this version:

R. Merrouch. Mise en œuvre du multidétecteur $4\pi \gamma$ TAPS au GANIL. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1991. Français. NNT : . tel-01371482

HAL Id: tel-01371482

<https://hal.in2p3.fr/tel-01371482>

Submitted on 26 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Redouane MERROUCH

Sujet :

**Mise en œuvre du multidétecteur $4\pi \gamma$ T A P S
au GANIL**

Soutenue le 26 Avril 1991 devant le jury suivant :

Monsieur **H. DOUBRE** Président

Monsieur **W. KÜHN**

Monsieur **J.F. LECOLLEY**

Monsieur **J.C. MERDINGER** Examineurs

Monsieur **Y. SCHUTZ**

Monsieur **B. TAMAIN**

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Redouane MERROUCH

Sujet :

Mise en œuvre du multidétecteur $4\pi \gamma$ TAPS au GANIL

Soutenue le 26 Avril 1991 devant le jury suivant :

Monsieur **H. DOUBRE** Président

Monsieur **W. KÜHN**

Monsieur **J.F. LECOLLEY**

Monsieur **J.C. MERDINGER** Examineurs

Monsieur **Y. SCHUTZ**

Monsieur **B. TAMAIN**

REMERCIEMENTS

Je remercie M^r C. DETRAZ, précédent directeur du GANIL, et M^r S. HARAR, directeur du GANIL, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à M^r Yves SCHUTZ qui a dirigé ce travail et auprès de qui j'ai trouvé toute l'attention, le soutien, les explications et les conseils dont j'avais besoin. Je lui suis également reconnaissant d'avoir constamment veillé au bon déroulement et à l'achèvement de mon travail et de m'avoir fait bénéficier de ses connaissances scientifiques.

Je remercie M^r Hugues DELAGRANGE, mon directeur de thèse pour l'université, pour ses encouragements, ses conseils et son enthousiasme qui m'ont constamment soutenu dans l'accomplissement de ce travail. Je le remercie aussi pour les nombreuses lectures et corrections de ce mémoire.

Mes remerciements vont également à M^r H. DOUBRE pour avoir accepté de présider le jury de soutenance.

Je remercie vivement M^{rs} J.F. LECOLLEY et J.C. MERDINGER, les rapporteurs de cette thèse, et les autres membres du jury M^{rs} W. KÜHN et B. TAMAIN. Je les remercie pour les discussions fructueuses que nous avons pu avoir.

Je tiens aussi à remercier M^{rs} F. LEFEVRE et R. OSTENDORF, avec lesquels j'ai passé un temps non négligeable, pour leur soutien, leur aide et leur gentillesse.

Je remercie M^{rs} A. BOULLAY et M. OZILLE qui m'ont apporté toute l'aide technique dont j'avais besoin.

Enfin, je remercie tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à ce travail.

*A mes parents,
Mohammed et Assia*

*A ma soeur et mon frère,
Habiba et Mohcinne*

A la mémoire de mon grand père.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I TAPS, UN MULTIDECTEUR DE PHOTONS	5
I.1 Les éléments de sa conception	7
I.1.1 Grandeurs et dynamique de mesure	7
a) Spectres en énergie.....	7
b) Masse invariante.....	7
c) Identification des particules et leur rejet éventuel.....	9
d) Distributions angulaires.....	9
I.1.2 Contraintes dues aux conditions expérimentales.....	10
a) Faisceau et sections efficaces.	10
b) Emplacement géométrique.....	10
I.2 Description du dispositif expérimental.....	11
I.2.1 Caractéristiques générales de chaque détecteur.....	11
a) Détecteur de photons.....	11
b) Détecteur de particules chargées (Veto).....	11
I.2.2 Choix de la technologie des détecteurs.....	11
a) Détecteur de photons.....	11
b) Veto.....	12
I.2.3 Caractéristiques des matériaux scintillants utilisés.....	12
a) BaF ₂	12
b) Veto.....	13
I.2.4 Dimensions des scintillateurs choisis.....	13
a) BaF ₂	13
b) Veto.....	14
I.2.5 Méthodes d'identification de particules	14
a) Particules chargées.....	14
b) Neutrons.....	15
I.2.6 Granularité du multidétecteur.....	15

CHAPITRE II CONFIGURATION GANIL.....	17
II.1 La mécanique spécifique GANIL	19
II.1.1 Description des compteurs.....	19
a) Le détecteur BaF ₂	19
b) Le Veto.....	19
II.1.2 Les nacelles.....	22
II.1.3 Le support du multidétecteur.....	22
II.2 Généralités sur l'électronique et l'acquisition	24
II.2.1 Le schéma général.....	24
II.3 Vérification et Etalonnage	28
II.3.1 Sources	28
II.3.2 Rayonnement cosmique.....	29
II.3.3 Dispositif LASER	29
CHAPITRE III SIMULATION DU MULTIDETECTEUR.....	33
III.1 Introduction	35
III.2 Résultats des simulations	35
III.2.1 Résolution et fonction de réponse des détecteurs BaF ₂ à un photon unique	35
III.2.2 Détection des photons créés dans une réaction nucléaire	39
III.2.3 Détection des pions neutres π^0 créés lors d'une collision nucléaire.....	41
III.2.4 Simulation du calibrage par le rayonnement cosmique.....	42
CHAPITRE IV DEPOUILLEMENT DES PREMIERES MESURES EXPERIMENTALES.....	47
IV.1 Les caractéristiques de l'émission des photons durs	49
IV.2 Configuration du multidétecteur TAPS utilisée	51
IV.2.1 Détecteurs BaF ₂	51
IV.2.2 Détecteurs de particules chargées	52
IV.2.3 Définition des déclenchements	54
IV.3 Analyse des données.....	56
IV.3.1 Etalonnage des détecteurs BaF ₂	56
IV.3.2 Identification des particules.....	60

a) Identification des particules chargées	60
i) Par analyse de forme	60
ii) Par les détecteurs Veto.....	60
b) Discrimination neutron-gamma.....	62
IV.3.3 Discrimination photon- μ cosmique	64
IV.3.4 Identification des π^0	66
IV.3.5 Les événements physiques.....	67
IV.3.6 Normalisation Θ	68
IV.3.7 Les résultats	68
CONCLUSION	75
ANNEXE I TAPS, Electronique et Informatique associées.....	79
A.I.1 Electronique de chaque détecteur	79
A.I.1.1 BaF2.	79
A.I.1.2 Veto.	79
A.I.2 Principe d'acquisition	79
A.I.2.1 Les châssis CAMAC et NIM.....	81
A.I.2.2 VME.....	81
A.I.2.3 Le VAX.....	81
ANNEXE II Eléments et principe d'utilisation de GEANT3.....	83
A.II.1. Principe.....	83
A.II.2. Définition des milieux et des matériaux utilisés.....	85
A.II.3. Les particules incidentes.....	87
A.II.4. Définition de la géométrie	87
A.II.5. La cinématique.....	91
BIBLIOGRAPHIE.....	93

1/2

INTRODUCTION

INTRODUCTION

La détection des photons émis lors des réactions nucléaires joue un rôle privilégié dans les programmes de recherche en physique nucléaire. La technologie des détecteurs n'a cessé d'évoluer et offre aujourd'hui à l'expérimentateur une gamme complète répondant aux besoins les plus divers. Malheureusement le détecteur idéal qui aurait la résolution des diodes au Germanium et l'efficacité du verre au plomb n'existe pas. Il faut donc adopter des compromis après avoir soigneusement cerné les besoins dans le contexte auquel on est confronté.

Dans les collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires, c'est à dire entre 10 et 100 MeV/u, le spectre de photons s'étend jusqu'à environ 200 MeV. Au-delà, les sections efficaces sont trop faibles pour être mesurées. Jusqu'à environ 10 MeV, le spectre est dominé par les photons thermiques émis par les fragments chauds. Entre 10 et 20 MeV, prédominent les photons de la résonance géante dipolaire. Au-delà, les photons du rayonnement de freinage sont prépondérants. Hormis la région des résonances géantes, le spectre est continu. Il n'est donc pas nécessaire de disposer de détecteurs permettant une résolution en énergie exceptionnelle. Par contre, il est essentiel de disposer d'une excellente efficacité pour détecter des photons aussi énergétiques. De plus, le détecteur doit permettre de discriminer les photons, des hadrons créés en grand nombre dans les réactions nucléaires. Finalement le détecteur, s'il couvre une importante partie de l'espace avec une granularité suffisamment fine, autorisera la détection de mésons neutres π^0 et η grâce à la mesure de leurs photons de désintégration.

Un tel détecteur, vu son ampleur et par conséquent son coût, ne peut être réalisé par un seul laboratoire. C'est pour cela, que des laboratoires français, allemands et hollandais se sont regroupés pour concevoir et construire un multidétecteur de photons appelé TAPS, Two Arms Photon Spectrometer, à cause du montage des détecteurs sur deux bras mobiles. Le projet y a gagné en importance mais aussi en possibilités puisqu'il a été pensé pour des utilisations auprès d'accélérateurs aussi différents que GANIL¹ à Caen, SIS² à Darmstadt, AGOR³ à Groningen et MAMIB⁴ à Mainz.

¹Grand Accélérateur National des Ions Lourds.

²Schwer Ionen Synchrotron.

³Accélérateur Groningen Orsay.

⁴Mainz Microtron B.

Dans le présent travail, nous décrivons le détecteur TAPS en rappelant les motivations du choix du scintillateur. La première installation de TAPS au GANIL est présentée. Tout au long de l'installation et de l'analyse des expériences, il est et doit être fait largement appel à des programmes de simulations du détecteur. Cette approche est expliquée et documentée.

Finalement la méthode d'analyse que nous avons développée, est expliquée dans le contexte du dépouillement de la première expérience TAPS.

CHAPITRE I

TAPS, UN MULTIDETECTEUR DE PHOTONS

CHAPITRE I

TAPS, UN MULTIDECTEUR DE PHOTONS

I.1 Les éléments de sa conception

I.1.1 Grandeurs et dynamique de mesure

a) Spectres en énergie.

Comme cela a été souligné dans l'introduction, il est prévu d'utiliser TAPS à partir de plusieurs accélérateurs d'ions lourds [TEC87], couvrant une grande gamme d'énergie de bombardement du MeV/u au GeV/u : ($10 \text{ MeV/u} \leq E_I \leq 100 \text{ MeV/u}$) pour GANIL et ($100 \text{ MeV/u} \leq E_I \leq 2 \text{ GeV/u}$) pour SIS. Le spectre en énergie des photons produits (Fig. 1) lors des collisions entre ions lourds s'étend jusqu'au-delà de 1 GeV pour les énergies de bombardement les plus élevées. Il est donc nécessaire de disposer d'une dynamique de mesure en conséquence, tout en conservant des caractéristiques de détection acceptables : efficacité, résolution en énergie, en temps et en position.

b) Masse invariante.

L'identification des mésons neutres π^0 et η se fait grâce à une de leurs désintégrations caractéristiques : l'émission de deux photons. Le rapport d'embranchement pour la désintégration $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ est de 99% mais n'est que de 39% pour la désintégration $\eta \longrightarrow \gamma\gamma$. A partir de l'énergie des deux photons et de leurs angles d'émission, on construit une masse invariante définie comme suit :

$$\begin{aligned} m^2 c^4 &= 2 E_1 E_2 (1 - \cos \Theta_{12}) \\ m_{\pi^0} c^2 &= 135 \text{ MeV} \\ m_{\eta} c^2 &= 549 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (1)$$

E_1 : Energie du premier photon

E_2 : Energie du deuxième photon

Θ_{12} : Angle entre les deux photons

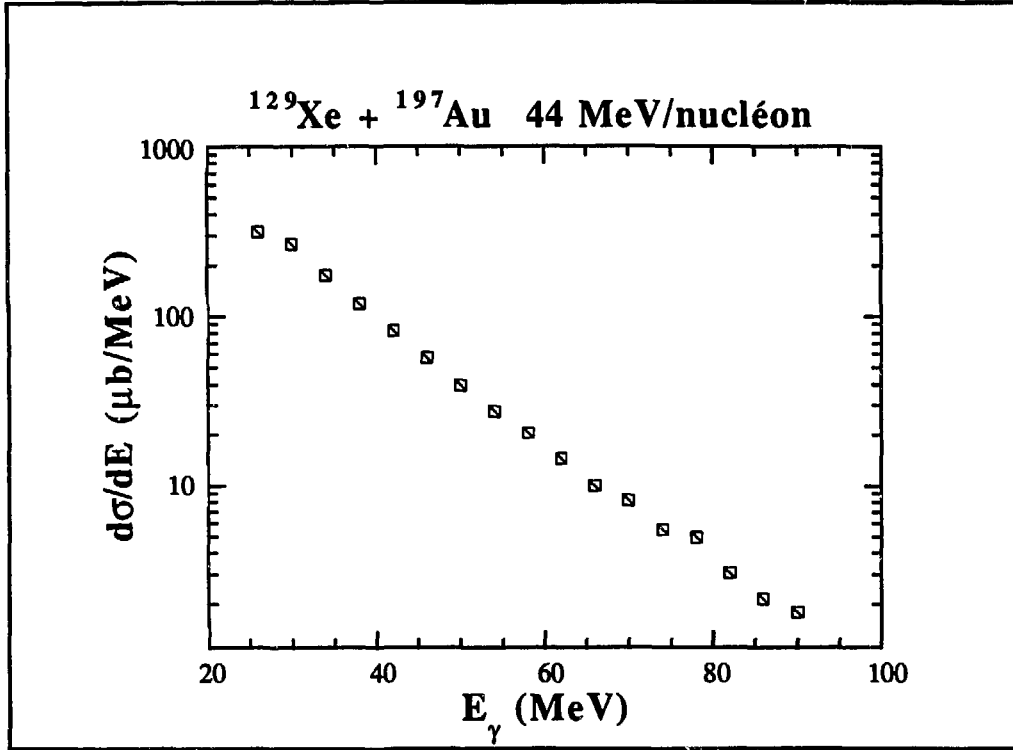


Fig. 1 : Spectre de photons produits dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u.

La mesure de la masse invariante est soumise à l'imprécision sur la mesure de l'énergie des photons et sur celle de leurs angles d'émission introduisant une résolution qu'on écrit comme suit :

$$4\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left[\frac{\Delta\Theta_{12}}{\tan\left(\frac{\Theta_{12}}{2}\right)}\right]^2 \quad (2)$$

Il apparait nécessaire d'optimiser la résolution en énergie des détecteurs avec une augmentation du volume de ceux-ci tout en conservant une bonne définition angulaire qui nécessiterait un petit volume, l'un allant donc à l'encontre de l'autre. Les simulations Monte-Carlo suggèrent qu'une résolution sur la masse invariante de l'ordre de 11% est nécessaire pour avoir une bonne identification des mésons neutres. Une telle performance requiert une résolution en énergie suivant la loi $\frac{\Delta E}{E} = \frac{9\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}}$ et une résolution angulaire de l'ordre de 3°.

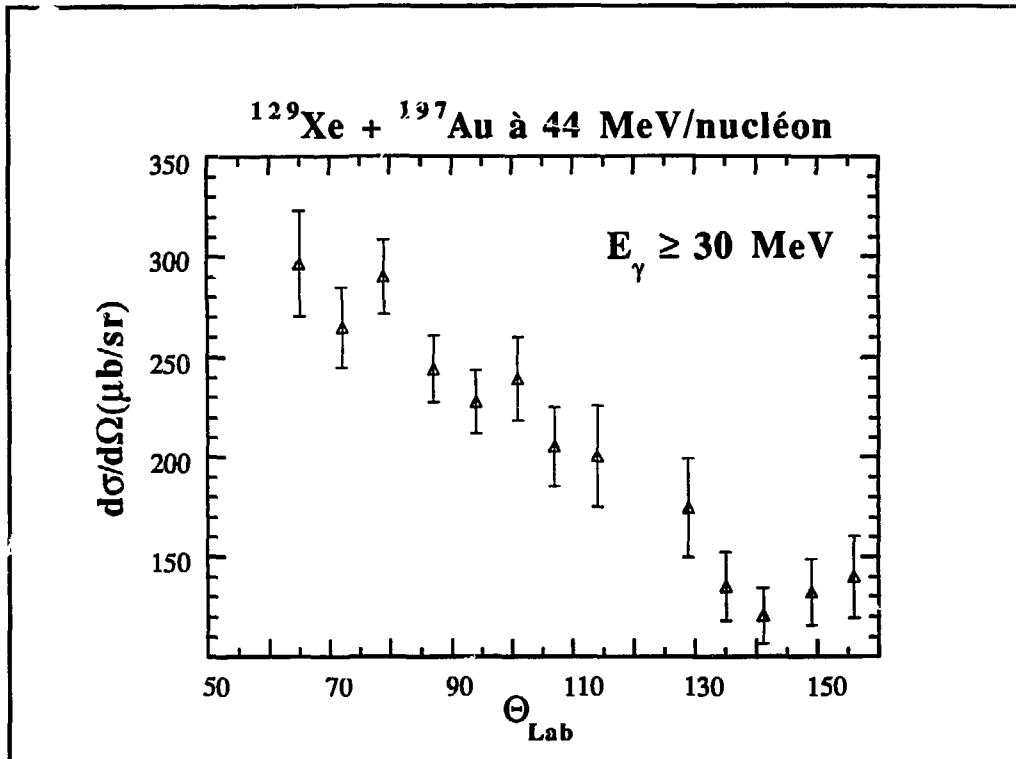


Fig. 2 : Distribution angulaire de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u dans le système du laboratoire pour des photons d'énergie supérieure à 30 MeV.

c) Identification des particules et leur rejet éventuel.

La détection des photons se faisant dans un milieu d'émission hadronique de grande multiplicité, il est donc nécessaire d'avoir une bonne identification des particules.

Les particules chargées peuvent être identifiées par le détecteur de photons, mais vu leur grande multiplicité, il est prévu d'équiper le multidétecteur d'un autre système de détection de particules chargées appelé VETO afin de pouvoir en éliminer en ligne une grande partie. Ces détecteurs de particules seront placés devant les faces des détecteurs de photons.

Les neutrons seront séparés des photons par différence de temps de vol sur une distance allant de 0,4 à 1 m ce qui nécessite une très bonne résolution en temps ($\Delta\tau < 400$ ps).

d) Distributions angulaires.

Lors des collisions entre ions lourds, les photons durs sont émis par une source en mouvement dans la direction du faisceau. Par effet Doppler, les photons sont

principalement émis aux angles avant donnant lieu à une distribution angulaire d'autant plus piquée aux petits angles que la vitesse du faisceau est élevée. La figure 2 donne un exemple de distribution angulaire mesurée avec TAPS lors de collisions Xe + Au à 44 MeV/u.

Les π^0 produits au GANIL et les η au SIS se désintègrent principalement au repos. L'angle d'ouverture des deux photons émis est par conséquent proche de 180° . D'autre part la mesure de paires de photons durs émis à petit angle relatif représente une part essentielle du programme TAPS au GANIL. Ces impératifs liés au mécanisme de production des photons et des mésons neutres imposent soit une géométrie couvrant l'angle solide maximum, soit une géométrie mobile. Pour les expériences au GANIL, la première solution a été retenue.

I.1.2 Contraintes dues aux conditions expérimentales

a) Faisceau et section efficaces.

Pour pallier aux faibles sections efficaces de production de photons durs et de mésons neutres, il est envisagé d'utiliser des faisceaux de forte intensité: jusqu'à 10^{12} particules par seconde au GANIL. Aux énergies considérées, les hadrons neutres et chargés seront produits avec des multiplicités élevées. D'une part il n'est pas souhaitable, pour préserver l'intégrité des photons, de blinder les détecteurs par rapport à ce flux de particules. D'autre part, ces particules pourront apporter des informations utiles sur la réaction nucléaire. Dans ce contexte et pour minimiser le temps mort de l'électronique, il est donc essentiel de disposer de détecteurs pouvant supporter de forts taux de comptage et de les associer à une électronique rapide.

b) Emplacement géométrique.

A GANIL, TAPS sera souvent associé au spectromètre magnétique SPEG. L'espace disponible très réduit (entre le pivot du SPEG et le quadripôle de focalisation), limite le nombre des détecteurs et leur éloignement par rapport à la cible et de fait l'angle solide couvert.

Cependant pour pouvoir couvrir totalement les angles avant, il est envisagé dans l'avenir de démonter le pivot et la chambre de réaction de SPEG, dégageant ainsi une sphère de 2m de diamètre.

I.2 Description du dispositif expérimental

I.2.1 Caractéristiques générales de chaque détecteur

a) Détecteur de photons.

Les contraintes édictées plus haut imposent pour le détecteur les caractéristiques suivantes :

- une large dynamique de mesure, les énergies des photons varient entre 1 MeV et 1 GeV;
- une bonne résolution angulaire, donc une bonne granularité;
- la possibilité de discriminer les particules chargées des photons par analyse de forme des impulsions;
- des caractéristiques en temps permettant la séparation photon-neutron par temps de vol et de supporter les taux de comptages élevés.

b) Détecteur de particules chargées (Veto).

Le système de détection des particules chargées Veto doit permettre :

- une détection efficace des particules chargées;
- une identification rapide pour autoriser le rejet en ligne des particules chargées, et optimiser ainsi l'acquisition des données;
- la meilleure transparence possible vis-à-vis des photons.

I.2.2 Choix de la technologie des détecteurs

a) Détecteur de photons.

En spectroscopie gamma, lorsque l'efficacité prime sur la résolution en énergie les scintillateurs inorganiques sont les plus utilisés. Le choix entre quatre matériaux différents était possible : Verre au Plomb, Iodure de Sodium, Iodure de Césium et Fluorure de Baryum.

Le choix du matériau scintillant est fixé par le fait qu'il doit à la fois permettre une bonne résolution en énergie pour les photons et une excellente résolution en temps pour pouvoir séparer les photons des neutrons par temps de vol.

- le Verre au Plomb est rejeté à cause de la très mauvaise résolution en énergie obtenue, surtout pour les photons d'énergie inférieure à 100 MeV qui constituent l'essentiel du spectre aux énergies GANIL;

- le scintillateur NaI est éliminé à cause de sa mauvaise résolution en temps et sa sensibilité aux neutrons;
- le scintillateur CsI a une résolution en temps de l'ordre de 10 nanosecondes, ce qui est insuffisant pour nos besoins. Il délivre un signal avec une constante de décroissance de l'ordre de 6 microsecondes qui limite les taux de comptage. Il n'a donc pas été retenu, d'autant plus que son caractère hygroscopique le rend délicat à l'emploi;
- seul le matériau BaF₂ autorisant une résolution en temps inférieure aux 400 ps nécessaires et la résolution en énergie requise, permet de faire d'excellentes mesures de photons. Le problème de contamination des neutrons est également résolu dans ce cas. De plus, n'étant pas hygroscopique, il ne requiert pas de travailler dans une atmosphère sèche.

b) Veto.

Pour la détection des particules chargées, le matériau doit avoir une bonne efficacité, une bonne résolution en temps, une grande transparence aux photons et un coût modéré.

Les scintillateurs plastiques permettent de satisfaire tous ces critères et c'est le scintillateur NE102 qui a été choisi.

I.2.3 Caractéristiques des matériaux scintillants utilisés

a) BaF₂.

Le scintillateur BaF₂ émet deux composantes dans l'ultra-violet, une composante à temps de décroissance rapide ($\lambda = 220 \text{ nm}$; $T_d = 0,6 \text{ ns}$) et une composante à temps de décroissance lent ($\lambda = 310 \text{ nm}$; $T_d = 620 \text{ ns}$). L'intensité de la composante rapide représente 20% de l'intensité totale pour les photons [LAV83].

Son faible rendement lumineux par rapport à celui de NaI est partiellement compensé par un indice de réfraction plus faible ($n = 1,56$) ce qui permet un excellent transport de la lumière jusqu'au photomultiplicateur.

Les intensités relatives des deux composantes émises sont étroitement liées à la nature de la particule détectée. L'intensité de la raie rapide est très faible pour les particules chargées par rapport aux photons, ce qui permet l'identification par analyse de la forme des impulsions délivrées.

Le matériau BaF₂ a une très bonne efficacité de détection due à sa haute densité ($\rho = 4,84 \text{ g/cm}^3$) [NOV87].

b) Veto.

Le scintillateur plastique NE102 émet une radiation centrée autour de 423 nm. Typiquement le temps de montée de l'impulsion lumineuse est de 0,9 ns avec un temps de descente de 2,4 ns.

La perte d'énergie pour les particules est très voisine de celle du Carbone [DRO85] :

$$\frac{dE}{dx} (\text{NE102}) = 1,056 \frac{dE}{dx} (\text{Carbone}) \quad (3)$$

1.2.4 Dimensions des scintillateurs choisis

a) BaF₂.

Les cristaux de BaF₂ choisis ont une forme hexagonale dont la longueur et le diamètre sont directement liés à la résolution en énergie désirée.

La longueur de l'hexagone est de 25 cm soit 12 fois la longueur de radiation ($X_0 = 2,05 \text{ cm}$) qui est la longueur au bout de laquelle les électrons perdent la fraction $\frac{1}{e}$ ($e = 2,718$) de leur énergie par bremsstrahlung. Une approximation de X_0 est donnée par la formule suivante [DAH]:

$$X_0 \approx \frac{A (716,4 \text{ gcm}^{-2})}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4)$$

où A et Z sont respectivement la masse et le numéro atomique du milieu.

Pour des matériaux composés, la longueur de radiation X_0 est donnée par :

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{f_i}{X_i} \quad (5)$$

où f_i et X_i représentent la fraction massique et la longueur de radiation pour chaque élément i du corps composé.

Sur une telle longueur, il n'y a que 4% et 15% de la gerbe électromagnétique qui s'échappent du détecteur dans la direction longitudinale, pour des photons de 100 MeV et 1 GeV respectivement [TEC87].

Le développement transversal de la gerbe électromagnétique dans les différents matériaux croît avec le rayon de Molière qui est défini comme suit [NEL66]:

$$R_M = \frac{X_0 E_s}{E_c} \quad (6)$$

avec $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 = 21,2 \text{ MeV}$

et
$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2} \quad (7)$$

Des mesures du développement latéral de la gerbe électromagnétique ([NEL66],[BAT70]) ont montré que 10% de l'énergie s'échappe par les parois d'un cylindre qui a pour rayon R_M et que 99% de la gerbe est contenue dans un cylindre qui a un rayon de $3,5R_M$.

Pour les détecteurs de TAPS, le rayon du cercle inscrit dans l'hexagone est de 2,95 cm soit 0,7 fois le rayon de Molière ($R_M = 4,3 \text{ cm}$).

La reconstruction de la gerbe électromagnétique par la méthode du centre de gravité, permet d'améliorer la résolution en position.

En définitive, le cristal choisi est formé d'une partie hexagonale de 22,5 cm de long et 5,9 cm de section sur plat, terminée par une queue cylindrique de 2,5 cm de long et 5,4 cm de diamètre, pour permettre l'adaptation au photomultiplicateur.

b) Veto.

Les scintillateurs plastiques NE102 sont placés devant les détecteurs de type BaF_2 . Ils ont une section sur plat de 6 cm. L'épaisseur choisie est de 2 mm soit 0,5 % de la longueur de radiation ($X_0 = 43 \text{ cm}$). Elle résulte d'un compromis entre une épaisseur suffisante pour que les protons rapides laissent un signal mesurable, et une épaisseur telle que la probabilité d'interaction des photons avec ce milieu reste très faible.

Le seuil de détection des protons est de 0,35 MeV et l'énergie perdue par des protons de 100 MeV dans cette épaisseur est de 1,5 MeV.

Il faut noter que les dimensions données ci-dessus sont ceux de la configuration GANIL car à l'inverse des BaF_2 , le VETO utilisé à GANIL ne le sera pas à GSI¹ où a été construit un VETO adapté aux énergies et à la géométrie GSI (les plastiques ont une épaisseur de 5 mm).

I.2.5 Méthodes d'identifications de particules

a) Particules chargées.

Les particules chargées perdent une partie de leur énergie par ionisation. En traversant le Veto, elles laissent un signal mesurable; par contre les photons n'ont pratiquement aucune interaction avec ce milieu. Ainsi toutes les particules qui sont détectées à la fois par le Veto et le cristal de BaF_2 , sont identifiées comme particules chargées et peuvent être ignorées par le système d'acquisition, si on le désire.

¹Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

Les particules chargées détectées par le spectromètre de photons, et n'ayant pas induit de signal mesurable dans le Veto à cause de leurs grandes énergies, peuvent être identifiées en analysant la forme des impulsions délivrées par les détecteurs. Elles sont différentes selon que les particules sont chargées ou neutres. Cette identification, longue en temps de calcul, ne peut être faite en ligne.

b) Neutrons.

La séparation neutron-photon est obtenue en mesurant le temps de vol des particules. Les neutrons ont une distribution de vitesse autour de la vitesse du faisceau, leur temps de vol depuis la cible jusqu'au détecteur est différent de celui des photons qui, eux, se déplacent à la vitesse de la lumière.

I.2.6 Granularité du multidétecteur

La section minimale du détecteur est imposée d'abord par la nécessité d'atteindre une bonne résolution en énergie. Pour cela, il faut que l'essentiel de la gerbe électromagnétique créée par un photon reste contenu dans le détecteur. Le paramètre à considérer est le rayon de Molière.

La limite en résolution angulaire ($\Delta\Theta \leq 3^\circ$) imposée par la nécessité de pouvoir reconstituer la masse invariante de π^0 et de η , définit une section maximale pour les détecteurs égale à 6 cm de diamètre si l'on se place à une distance de 1 m de la cible. Pour des distances inférieures, la résolution angulaire géométrique sera moins bonne. Elle pourra néanmoins être améliorée lors de l'analyse (Voir paragraphe III.V).

La section retenue permet de réduire les effets d'empilement qui deviennent d'autant plus importants que les multiplicités des particules émises lors des réactions entre ions lourds sont grandes.

Enfin les détecteurs devront être assemblés sur une structure modulaire aisément démontable puisqu'ils seront utilisés auprès de différents sites expérimentaux.

17/18

CHAPITRE II

CONFIGURATION GANIL

CHAPITRE II

CONFIGURATION GANIL

TAPS est un multidétecteur destiné à être utilisé auprès de plusieurs accélérateurs. La gamme d'énergie des faisceaux délivrés et les objectifs scientifiques diffèrent d'un site à l'autre. Il est donc essentiel d'avoir, pour chaque site expérimental, une structure géométrique bien adaptée. La spécificité du programme scientifique au GANIL a été explicitée dans l'introduction. A cela, s'ajoutent les contraintes mécaniques imposées par l'implantation de TAPS auprès du spectromètre SPEG. Ce chapitre est consacré à la description de la configuration complète adoptée à GANIL.

II.1 La mécanique spécifique GANIL

II.1.1 Description des compteurs

a) Le détecteur BaF₂.

La structure d'un détecteur BaF₂ est la suivante (Fig. 3):

- un scintillateur de fluorure de baryum de 25 cm de long. Les dimensions et la forme sont détaillées dans le chapitre précédent. Le cristal est enrobé avec du Téflon;
- un photomultiplicateur et son embase contenant la chaîne électronique. La liaison entre le cristal et le photomultiplicateur est assurée par de la graisse optique;
- un cylindre en μ -métal épais de 1,5 mm qui protège le photomultiplicateur des champs magnétiques intenses des aimants de la salle d'expérience;
- une fibre optique amenant une impulsion laser dans l'ultra-violet pour tester la stabilité en gain du détecteur;
- un tube thermo-rétractable servant à la fois à tenir ensemble le photomultiplicateur et le cristal et à assurer l'étanchéité à la lumière.

b) Le Veto.

Un détecteur de particules chargées comporte les éléments suivants (voir plan détaillé, Fig. 4) :

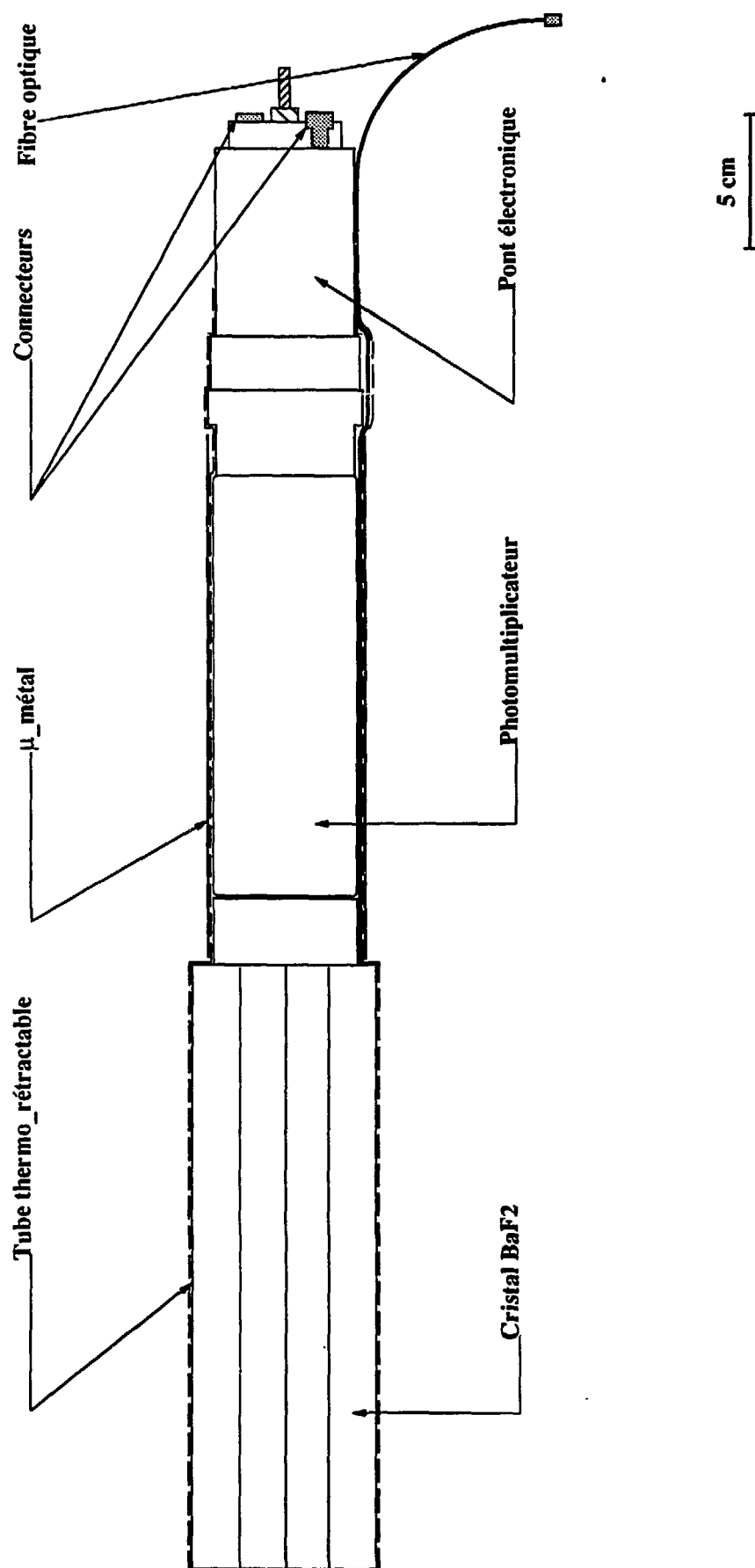


Fig. 3
Plan de détail d'un module TAPS.

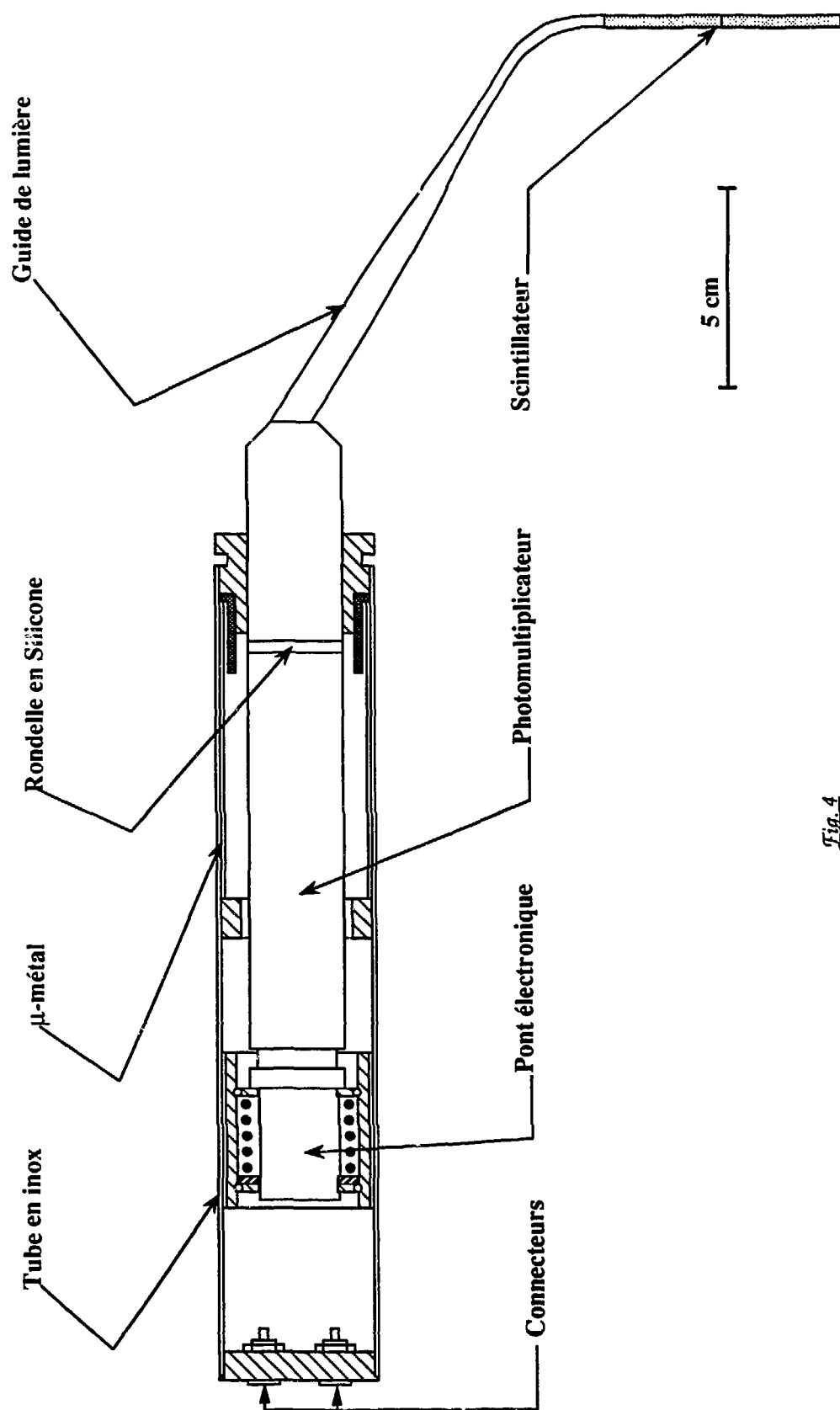


Fig. 4
Plan de détail d'un module VETO

- un scintillateur plastique NE102 dont la forme et les dimensions ont été données précédemment, enrobé avec du Téflon et rendu étanche à la lumière avec du ruban adhésif noir;
- un guide de lumière entortillé en "altuglass";
- un photomultiplicateur et son pont diviseur de tension;
- une rondelle en silicone assurant la liaison optique entre le guide de lumière cylindrique et la fenêtre du photomultiplicateur;
- un tube en μ -métal de 0,5 mm d'épaisseur;
- un tube en inox contenant le photomultiplicateur, l'électronique associée et le μ -métal.

Un système à ressort situé au fond de ce tube permet d'assurer un bon contact entre la fenêtre du photomultiplicateur et le guide de lumière par l'intermédiaire de la rondelle en silicone.

L'ensemble a été conçu pour être facilement démontable. En cas de panne, il suffit de tourner légèrement le tube inox pour le démonter sans bouger le guide de lumière qui assure la stabilité mécanique du scintillateur.

II.1.2 Les nacelles

A GANIL, les détecteurs BaF_2 sont groupés par blocs de dix-neuf. On appelle nacelle, la structure mécanique conçue pour recevoir un tel bloc et la couronne des 19 détecteurs Veto associés (Fig. 5).

Chaque nacelle a été construite en alliage d'aluminium centrifugé. Son diamètre maximal est de 52,4 cm, le diamètre interne est de 31,2 cm et l'épaisseur de 2,6 cm. Les détecteurs BaF_2 sont maintenus par pincement. La nacelle est équipée de 12 patins qui sont serrés avec un couple de 4 m.kg. De plus, à cause de l'inclinaison des détecteurs, un maintien axial a été ajouté. Les détecteurs BaF_2 sont fixés par l'arrière sur une platine en aluminium qui est solidaire de la nacelle par l'intermédiaire de 6 tiges en acier.

II.1.3 Le support du multidétecteur

Le support du multidétecteur est une structure mécano-soudée qui permet un montage à géométrie sphérique (Fig. 6). Il contient 20 emplacements pour les nacelles; les centres de ces emplacements sont situés sur une sphère de 62 cm de rayon.

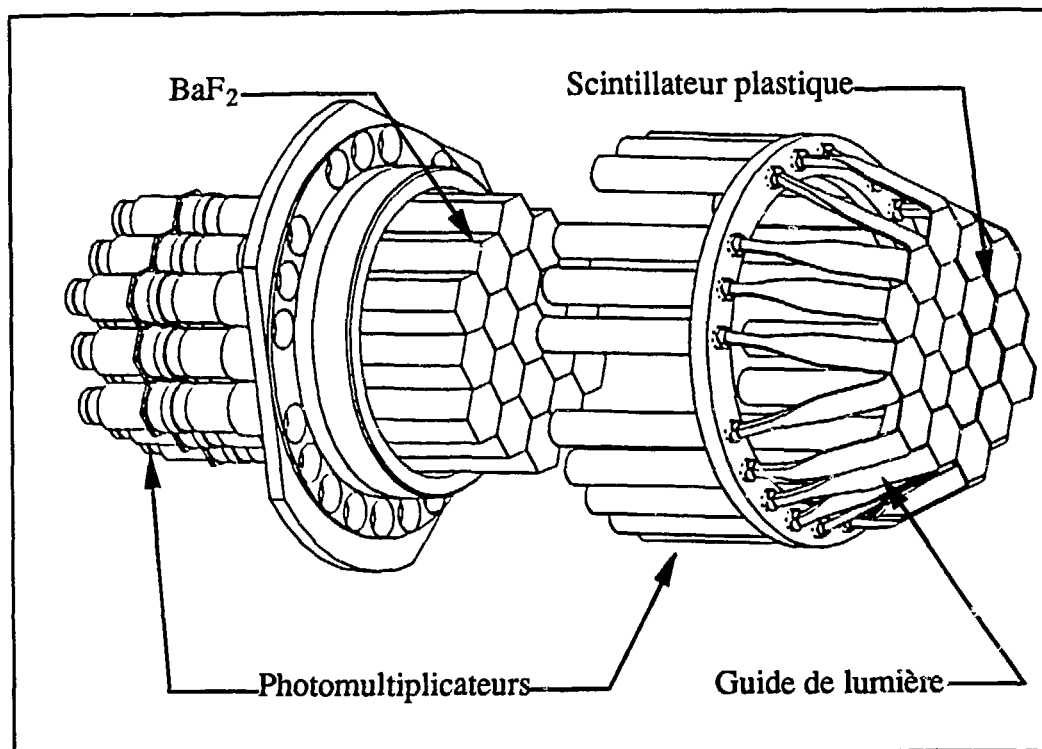


Fig. 5 : Schéma éclaté du bloc TAPS équipé de détecteurs de particules chargées.

Dans une telle géométrie, seules les faces avant des détecteurs centraux des nacelles sont situées à une même distance de la cible, celle-ci pouvant varier entre 37 cm et 50 cm. Ces emplacements sont distribués sur 4 couronnes en angle azimutal. La position angulaire du détecteur central de chaque nacelle est donnée dans le tableau 1. Sur chaque couronne, on dispose de 5 emplacements séparés de 72° les uns des autres.

Position →	1		2		3		4		5	
Couronne ↓	Θ	φ	Θ	φ	Θ	φ	Θ	φ	Θ	ψ
I	142,6	54,0	142,6	126,0	142,6	198,0	142,6	270,0	142,6	342,0
II	100,8	54,0	100,8	126,0	100,8	198,0	100,8	270,0	100,8	342,0
III	79,2	18,0	79,2	90,0	79,2	162,0	79,2	234,0	79,2	306,0
IV	37,4	18,0	37,4	90,0	37,4	162,0	37,4	234,0	37,4	306,0

TABLERAU 1 : Position en Θ et φ des centres des nacelles.

Pour la première expérience à GANIL, tous les détecteurs n'étant pas encore prêts, nous étions limités en nombre de détecteurs. Du fait de l'encombrement de la chambre de réaction et du pivot de SPEG, l'espace disponible pour les détecteurs ne permettait pas l'installation de la couronne IV. Ainsi la structure mécanique utilisée était tronquée dans l'hémisphère avant, laissant à notre disposition 15 emplacements possibles pour les nacelles.

II.2 Généralités sur l'électronique et l'acquisition

II.2.1 Le schéma général

La figure 7 schématise le système d'acquisition utilisé. L'électronique de mesure est séparée en deux parties principales. Une première partie est constituée d'électronique dite rapide, essentiellement des discriminateurs à fraction constante. Elle permet la mesure du temps de vol et la prise de décision. Elle est située près des détecteurs à l'intérieur de la salle d'expérience SPEG pour éviter la détérioration du temps de montée par intégration des signaux le long des câbles. L'autre partie est située plus loin, proche du système d'acquisition.

Le signal prélevé sur l'anode du photomultiplicateur du BaF_2 attaque directement un répartiteur analogique actif qui réalise un piquage inductif pour générer deux signaux additionnels, laissant le signal original inchangé :

- le signal original sert à la mesure de la quantité de lumière produite dans le scintillateur;
- la première voie logique après mise en forme sert à la mesure du temps de vol et à l'identification du détecteur touché;
- la deuxième voie logique, après mise en forme, sert à la mesure des différentes multiplicités, à la détermination des coïncidences et à la prise de décision.

Le premier des trois signaux analogiques délivrés par le répartiteur actif, est envoyé par un câble de 50 m dans une ligne à retard de 500 ns placée dans la salle d'acquisition. Un double convertisseur analogique numérique à 8 voies (QDC) numérise à la fois les composantes rapide et lente de ce signal. Chaque voie dispose de deux portes intégratrices individuelles. Les signaux sont codés sur 12 bits soit 4096 points.

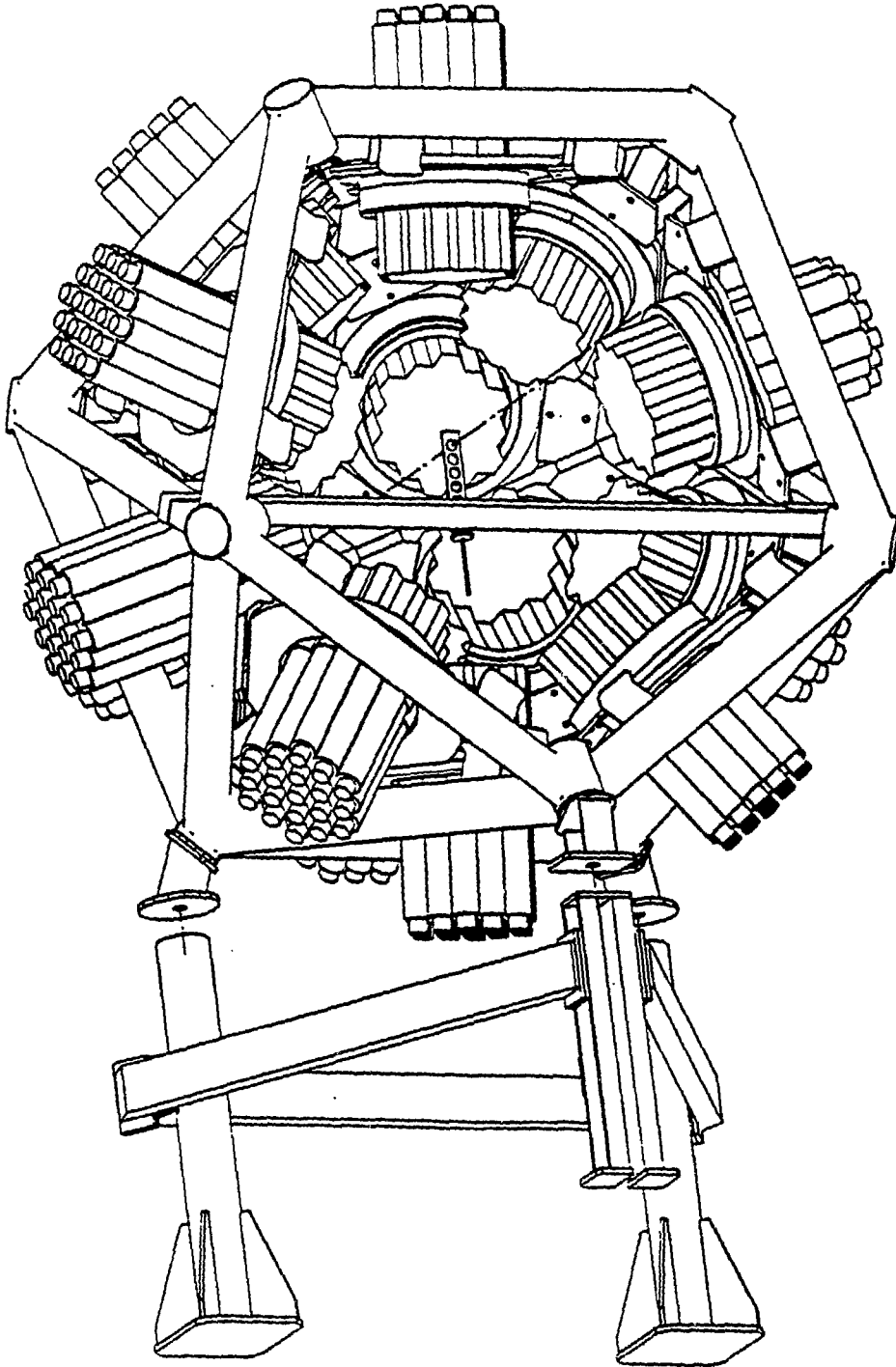


Fig.6 : Schéma éclaté du support du multidétecteur TAPS.

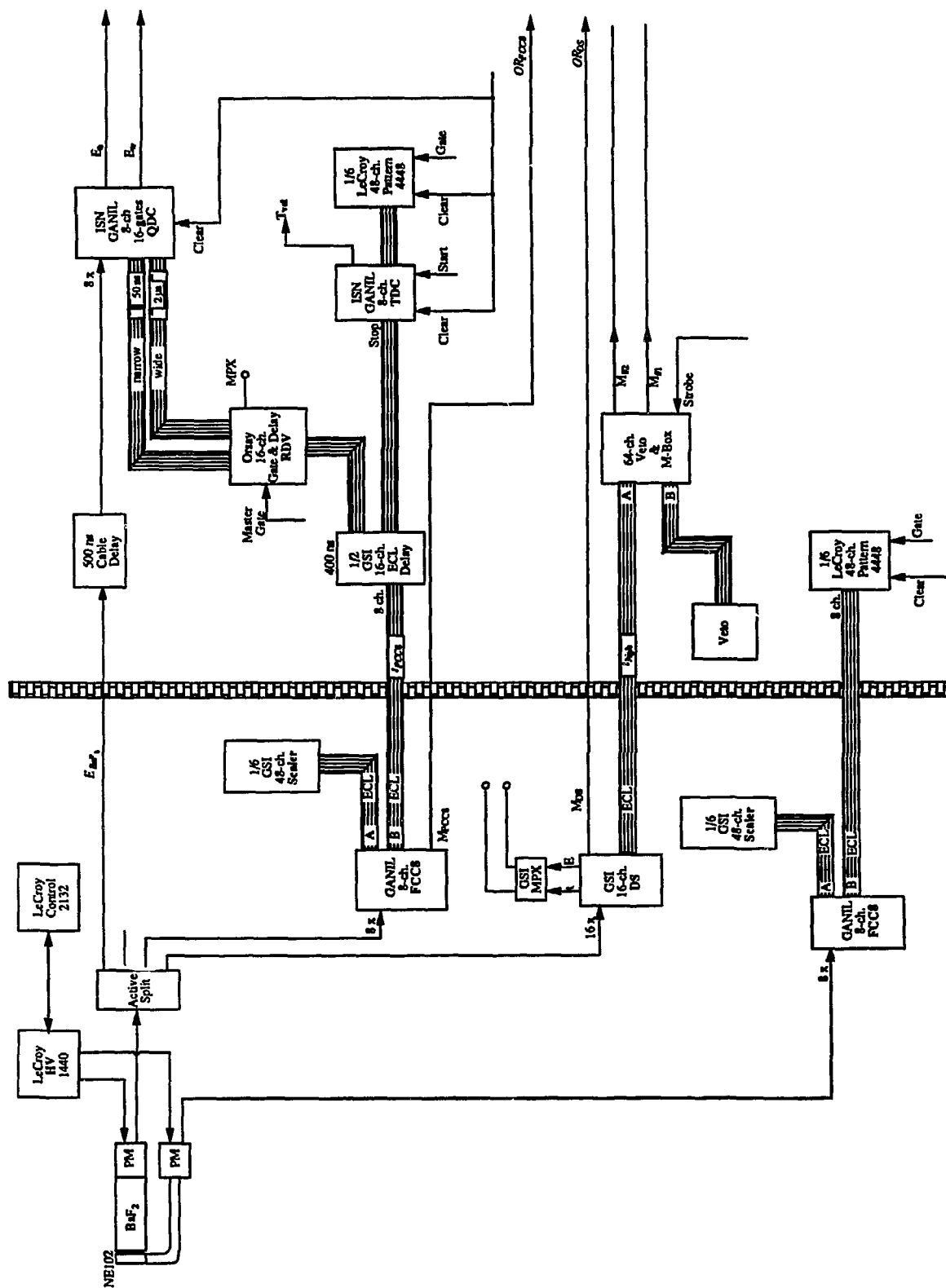


Fig. 7 : Schéma de la chaîne électronique pour un détecteur TAPS

Le deuxième signal du répartiteur actif attaque le discriminateur à fraction constante FCC8 qui délivre en sortie deux signaux logiques ECL, l'un est envoyé sur l'échelle de comptage se trouvant également dans la salle SPEG et l'autre jusqu'à la salle d'acquisition le long d'un câble bifilaire blindé de 50 m de long.

Ce dernier signal est ensuite retardé de 400 ns et réparti en deux signaux ECL identiques. Le premier attaque d'une part la voie "STOP" d'un convertisseur temps amplitude et d'autre part un module configurateur signalant le numéro du détecteur touché. Le second signal est envoyé sur un générateur de porte et de retard qui, pour chaque voie, délivre deux portes, l'une faisant 50 ns de large et l'autre 2 μ s. Ces deux portes autorisent le codage en charge dans le QDC du signal délivré par le détecteur BaF₂.

Le temps de vol des particules est mesuré par rapport au signal haute fréquence (HF) de l'accélérateur "START" validé par le signal d'acceptation de l'événement délivré par le module de déclenchement. La différence de temps entre le signal "START" et "STOP" est numérisée sur 12 bits dans un convertisseur analogique numérique (TDC) à 8 voies indépendantes. La gamme de temps est de 350 ns.

En plus des deux signaux ECL délivrés par le FCC8 pour chacune des 8 voies d'entrée, on dispose, à l'arrière de chaque module FCC8, d'une entrée et d'une sortie multiplicité. En enchaînant l'entrée et la sortie de tous les modules, on récupère sur la sortie du dernier FCC8, un signal donnant la multiplicité totale de toutes les voies déclenchées. Ce signal appelé OR_{FCC8} est envoyé directement sur le module de déclenchement.

Le dernier signal du répartiteur attaque un discriminateur à seuil (DS) de 16 voies. Il délivre en sortie un signal ECL qui est envoyé sur le module Veto-Multiplicité. Ce module comprend deux entrées de 64 voies chacune. Une entrée est réservée aux détecteurs BaF₂ du bloc, et l'autre aux détecteurs Veto correspondants. Ce module permet de déterminer la multiplicité des détecteurs touchés en coïncidence et en anti-coïncidence dans un bloc, de mettre des seuils sur ces multiplicités et enfin de faire optionnellement une identification rapide des particules chargées en ligne.

Pour l'expérience à GANIL les détecteurs BaF₂ sont groupés par blocs de 19, seules 19 parmi les 64 voies ont été utilisées.

Comme pour les discriminateurs FCC8, on récupère sur les discriminateurs DS un signal donnant la multiplicité de toutes les voies déclenchées. Ce signal, appelé OR_{DS} , est envoyé, comme le OR_{FCC8} , sur le module de déclenchement. Le seuil de déclenchement des DS et des FCC8 est réglable.

Enfin, en ce qui concerne le VETO, le signal prélevé sur le photomultiplicateur des détecteurs de particules chargées est envoyé directement sur un discriminateur FCC8. Le premier des deux signaux ECL délivrés par le FCC8 attaque une échelle de comptage. Le second signal est envoyé sur le module Veto-Multiplicité, et sur un configurateur pour identifier les détecteurs touchés. Cette information sera mise sur bande magnétique et permettra lors du dépouillement d'identifier les particules chargées.

II.3 Vérification et Etalonnage

Les détecteurs BaF₂ ont été assemblés et testés à Giessen. Après leur transfert à GANIL, il a fallu vérifier deux points essentiels :

- premièrement, vérifier le bon état de la liaison entre le cristal de BaF₂ et le photomultiplicateur; celle-ci est assurée par de la graisse optique. Pour cela, on mesure le signal donné par un photon de 663 keV émis par une source de Césium 137. Dans le cas où la graisse optique est altérée, ou d'un décollement du phototube on observe une diminution de la quantité de lumière collectée par la photocathode, donc une atténuation du signal à la sortie du photomultiplicateur et une détérioration de la résolution;
- deuxièmement, vérifier l'étanchéité du détecteur à la lumière. En cas de fuite, même en absence de source, on observe un signal important à la sortie capable de détruire le photomultiplicateur.

Les valeurs d'énergie stockées sur bande magnétique sont en nombre de canaux, elles correspondent aux hauteurs d'impulsions codées par les convertisseurs. Il est donc nécessaire d'effectuer un étalonnage en énergie. Pour cela on dispose de deux moyens, des sources radioactives et le rayonnement cosmique. L'efficacité de cet étalonnage est étroitement liée à la stabilité en gain du photomultiplicateur; un système LASER permet de contrôler cette stabilité tout le long de l'expérience.

II.3.1 Sources

Les sources radioactives γ disponibles émettent en général des photons de faible énergie ($E < 5$ MeV). Il faut que l'énergie des photons délivrés par ces sources soit supérieure au seuil des discriminateurs à fraction constante FCC8 qui est environ de 1 MeV. Pour cet étalonnage on a utilisé deux sources, l'une, d'Américium-Béryllium, qui émet un photon de 4,43 MeV et l'autre, d'Yttrium (^{88}Y), qui émet deux photons de 0,898 MeV et de 1,836 MeV.

II.3.2 Rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est constitué essentiellement de muons chargés. Ces particules ont une distribution d'énergie en $\frac{1}{E^2}$ avec une énergie moyenne de 2 GeV et une distribution angulaire en $\cos^2\Theta$. E est l'énergie du μ cosmique et Θ son angle d'incidence par rapport à la verticale [ALK71]. Ces particules, au minimum d'ionisation, déposent en moyenne 6,6 MeV par cm de BaF₂ traversé. L'énergie moyenne déposée dans chaque détecteur dépend de sa position dans l'espace. Cette énergie a été calculée par la méthode Monte-Carlo simulant le rayonnement cosmique et la fonction de réponse des détecteurs à l'aide du code GEANT3.

II.3.3 Dispositif LASER

Le gain des phototubes des détecteurs BaF₂ de TAPS n'est pas constant à cause des fluctuations de la température et du taux de comptage. Pour avoir un calibrage optimal, il est nécessaire de pouvoir corriger ces variations de gain. Un système stable de contrôle des gains des phototubes a été mis au point. Il s'agit d'un laser N₂ (VSL-337) qui peut s'adapter aux différentes configurations du multidétecteur TAPS. Il est suffisamment intense pour servir l'ensemble des 380 détecteurs BaF₂ ainsi que les détecteurs de particules chargées. Il délivre des impulsions suffisamment courtes pour simuler réellement la production de lumière dans le détecteur par les photons et les particules chargées [BOO90].

La longueur d'onde des impulsions délivrées par ce laser est de 337 nm, ce qui permet de tester la transmission du cristal BaF₂ et la réponse des photomultiplicateurs pour la composante lente du scintillateur. Cette longueur d'onde nécessite l'utilisation de composantes optiques en quartz qui ont l'avantage d'être insensibles aux irradiations. Les fibres optiques (PCS) en quartz-silice atténuent très faiblement la lumière UV.

Ce système laser est schématisé sur la figure 8. La source laser est contenue dans un boîtier métallique pour la protéger des hautes fréquences (Fig. 8.a), elle est située près de la salle d'expérience. A l'intérieur de cette boîte, le faisceau laser est divisé en un faisceau de référence (10% de l'intensité) pour le déclenchement et un faisceau principal (90% de l'intensité). Le faisceau de référence est injecté dans une fibre optique de 19 m de long et 200 μ m de diamètre qui le transmet à un photomultiplicateur de déclenchement situé plus loin dans la boîte de déclenchement et de distribution (Fig. 8.b). Dans cette boîte la distribution en intensité du faisceau peut être modifiée par 6 filtres de densité contrôlés par CAMAC.

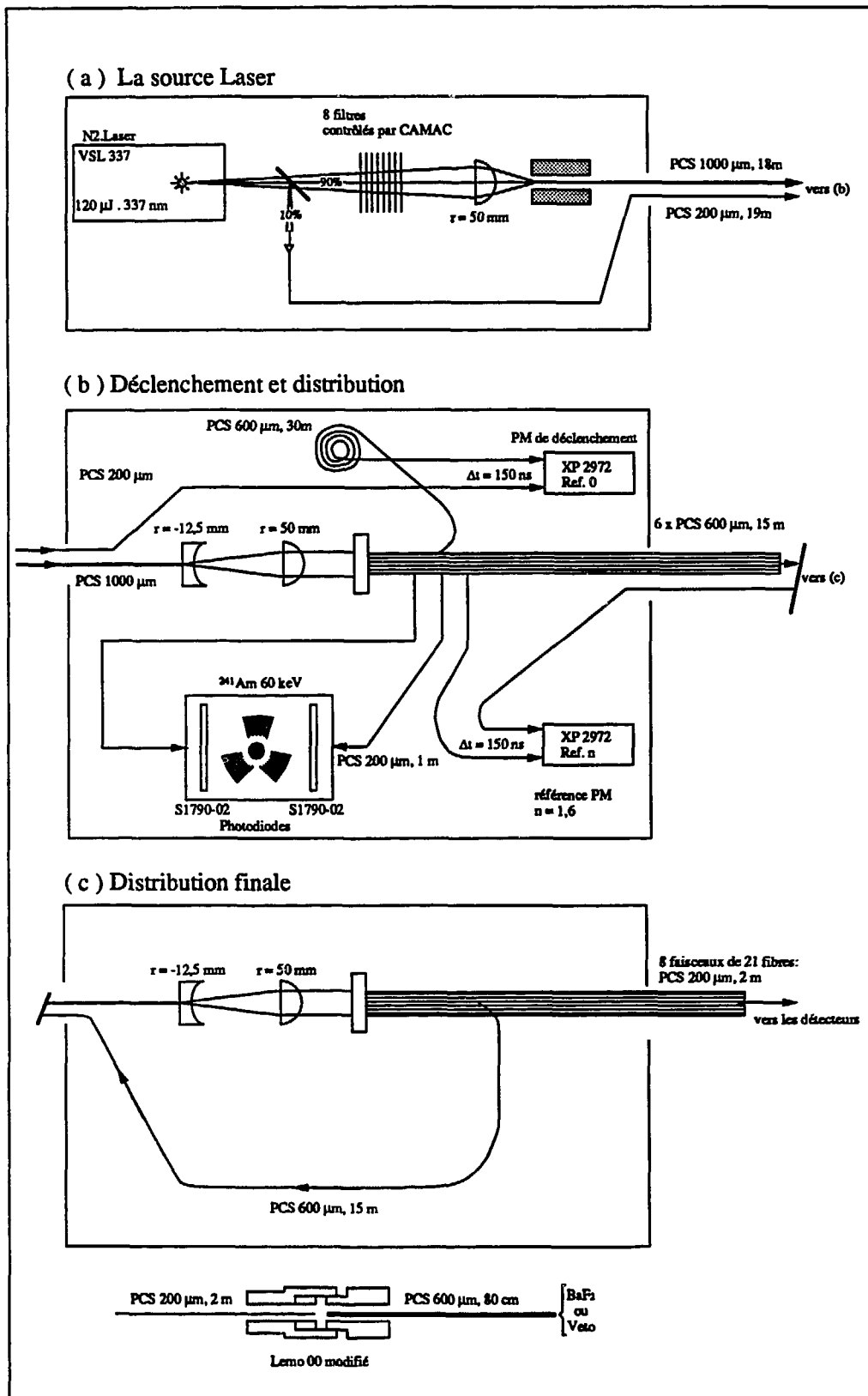


Fig. 8 : Schéma du dispositif Laser

La gamme de transmission de ces filtres varie entre 0,94% et 77,7%. Un filtre bleu (transmission nulle) est ajouté afin de pouvoir arrêter complètement le faisceau incident. La lumière ainsi filtrée est focalisée par une lentille puis envoyée dans une fibre PCS de 18 m de long et 1000 μm de diamètre. Cette fibre transmet la lumière UV à la deuxième boîte de déclenchement.

Dans la boîte de déclenchement le faisceau de lumière est dispersé par un système de lentilles puis distribué sur 6 fibres optiques de 600 μm de diamètre. Ces fibres sont entourées par 20 fibres de 200 μm de diamètre utilisées pour le contrôle du dispositif. Chaque fibre de 600 μm rejoint une boîte de distribution finale (Fig. 8.c).

Les boîtes de distribution finale sont situées près des blocs de détecteurs de TAPS. Le faisceau de lumière ramené par la fibre optique est dispersé par un système de lentilles, analogue à celui de la boîte de déclenchement. Il est ensuite injecté dans 8 faisceaux de fibres optiques. Chaque faisceau contient 21 fibres de 200 μm de diamètre et 2 m de long. Sur chaque détecteur une fibre de 600 μm de diamètre et 80 cm de long est fixée dans une cannelure creusée à l'arrière du détecteur parallèlement au phototube. Ces fibres sont couplées aux fibres provenant de la boîte de distribution par un connecteur Lemo modifié.

A chaque étape de la distribution, la lumière résultante est comparée à la lumière provenant de l'étape précédente afin de vérifier la stabilité de la transmission de lumière. Dans la boîte de déclenchement (Fig. 8.b), une fibre optique de 600 μm de diamètre et 30 m de long ramène la lumière depuis le centre de faisceau jusqu'au photomultiplicateur de déclenchement où arrive aussi la fibre qui ramène le faisceau de référence. La différence de chemin (30 m) entre ces deux signaux lumineux fait que ce dernier arrive 150 ns plus tôt. Le faisceau de référence est utilisé comme déclenchement de l'événement laser. Les deux signaux sont envoyés sur le même phototube pour être indépendants du gain absolu du photomultiplicateur. De la même manière, dans les boîtes de distribution finale (Fig. 8.c), un signal est prélevé sur le centre de chaque faisceau par une fibre optique de 600 μm de diamètre qui le ramène sur un photomultiplicateur situé dans la boîte de déclenchement (Fig. 8.b). Ce photomultiplicateur reçoit aussi le signal prélevé sur le faisceau de cette même boîte par une fibre de 200 μm de diamètre. L'analyse se fait par intégration, sur deux portes différentes, de la charge des signaux prélevés sur l'anode des PM.

Le calibrage absolu est obtenu en utilisant une photodiode en silicium de 1 cm^2 qui compare le signal laser avec un signal provenant de la conversion des photons γ de 59,5 keV émis par une source d'Américium (^{241}Am). En incrémentant simultanément les spectres en énergie de la source ^{241}Am et de la lumière laser, les fluctuations en gain de la photodiode sont corrigées. Deux de ces systèmes sont utilisés pour avoir le maximum de fiabilité. La source ^{241}Am est située entre les deux photodiodes.

CHAPITRE III

SIMULATION DU MULTIDETECTEUR

CHAPITRE III

SIMULATION DU MULTIDECTEUR TAPS

III.1 Introduction

Nous avons utilisé le logiciel GEANT3 [GEA87] développé au CERN, pour simuler le comportement du multidecteur TAPS. D'une part, ces simulations sont nécessaires et essentielles afin de mieux connaître les performances et les limitations d'un tel détecteur, et d'en optimiser la configuration géométrique; d'autre part, elles sont utiles pour connaître l'énergie déposée par le rayonnement cosmique dans les détecteurs BaF₂. Cette énergie déposée est proportionnelle à la quantité de matière traversée et, par conséquent, dépend de la position dans l'espace de chaque détecteur ainsi que de la direction incidente du muon cosmique. Le rayonnement cosmique apporte un point à haute énergie pour le calibrage des détecteurs. Pour les simulations, l'ensemble TAPS complet constitué de 380 détecteurs BaF₂, groupés en 20 blocs de 19 et répartis sur une sphère a été considéré (voir Chapitre II).

Ce logiciel comprend un certain nombre de fonctions permettant à l'utilisateur de décrire son dispositif expérimental et de générer les particules à détecter. Une fonction permet de décrire la géométrie, une deuxième permet de définir les matériaux et la nature des particules incidentes; enfin, d'autres fonctions permettent de suivre pas à pas les particules incidentes tout le long du dispositif expérimental. Toutes ces interfaces sont décrites plus en détail dans l'annexe II.

III.2 Résultats des simulations

III.2.1 Résolution et fonction de réponse des détecteurs BaF₂ à un photon unique

Les photons de grande énergie interagissent avec la matière par création d'une paire électron-positron. Ces leptons relativistes perdent leur énergie en émettant des photons qui produisent à leur tour des électrons. La répétition de ce mécanisme matérialisation-annihilation génère une cascade appelée gerbe électromagnétique dont le nombre de ramifications croît exponentiellement avec l'énergie du photon incident. Au fur et à mesure du développement de ce phénomène multiplicatif, les particules sont ralenties

pour finalement atteindre une énergie inférieure aux seuils d'absorption du milieu dans lequel elles se propagent.

Chaque fois qu'un photon d'énergie supérieure à 1,022 MeV pénètre dans un détecteur, il crée une gerbe électromagnétique. Ce phénomène est dominant à partir de 10 MeV. Les amplitudes du développement longitudinal et du développement transversal de cette gerbe augmentent avec l'énergie incidente du photon. Plus l'énergie du photon est élevée, plus la probabilité qu'un nombre de particules s'échappent des parois du détecteur sans y être arrêtées devient importante. Etant donné que les détecteurs sont assemblés par paquets de 19, les particules qui s'échappent perdent leur énergie dans les détecteurs voisins avec une grande probabilité. L'absorption d'un photon de 100 MeV et d'un photon de 1 GeV est illustrée sur la figure 9.

Pour estimer l'importance des pertes hors du détecteur, on simule l'arrivée de photons de 50 MeV sur toute la face du détecteur central d'une nacelle. Le spectre en énergie détectée est présenté sur la figure 10 pour trois cas différents :

- 1^{er} cas : (Fig. 10.a)

seule l'énergie perdue dans le détecteur central est prise en compte. L'énergie moyenne déposée dans le détecteur est de 42 MeV et la résolution de 25%. La somme de l'énergie déposée dans les détecteurs voisins de la première couronne, est de 6 MeV.

- 2^{ème} cas : (Fig. 10.b)

les énergies perdues dans le détecteur central et dans les six détecteurs de la première couronne, dits "premiers voisins", sont additionnées. L'énergie moyenne déposée dans le détecteur est de 48 MeV. La résolution est améliorée: elle est de 15%.

- 3^{ème} cas : (Fig. 10.c)

l'énergie résulte de la somme des énergies perdues dans les 19 détecteurs de la nacelle. La résolution est encore améliorée : elle est de 12% et l'énergie moyenne déposée est de 49 MeV.

Donc, pour obtenir une bonne résolution en énergie, il s'avère nécessaire d'ajouter à l'énergie perdue dans le détecteur touché par le photon incident, l'énergie perdue dans les premiers détecteurs voisins, voire les deuxièmes détecteurs voisins pour les photons d'énergie très élevée.

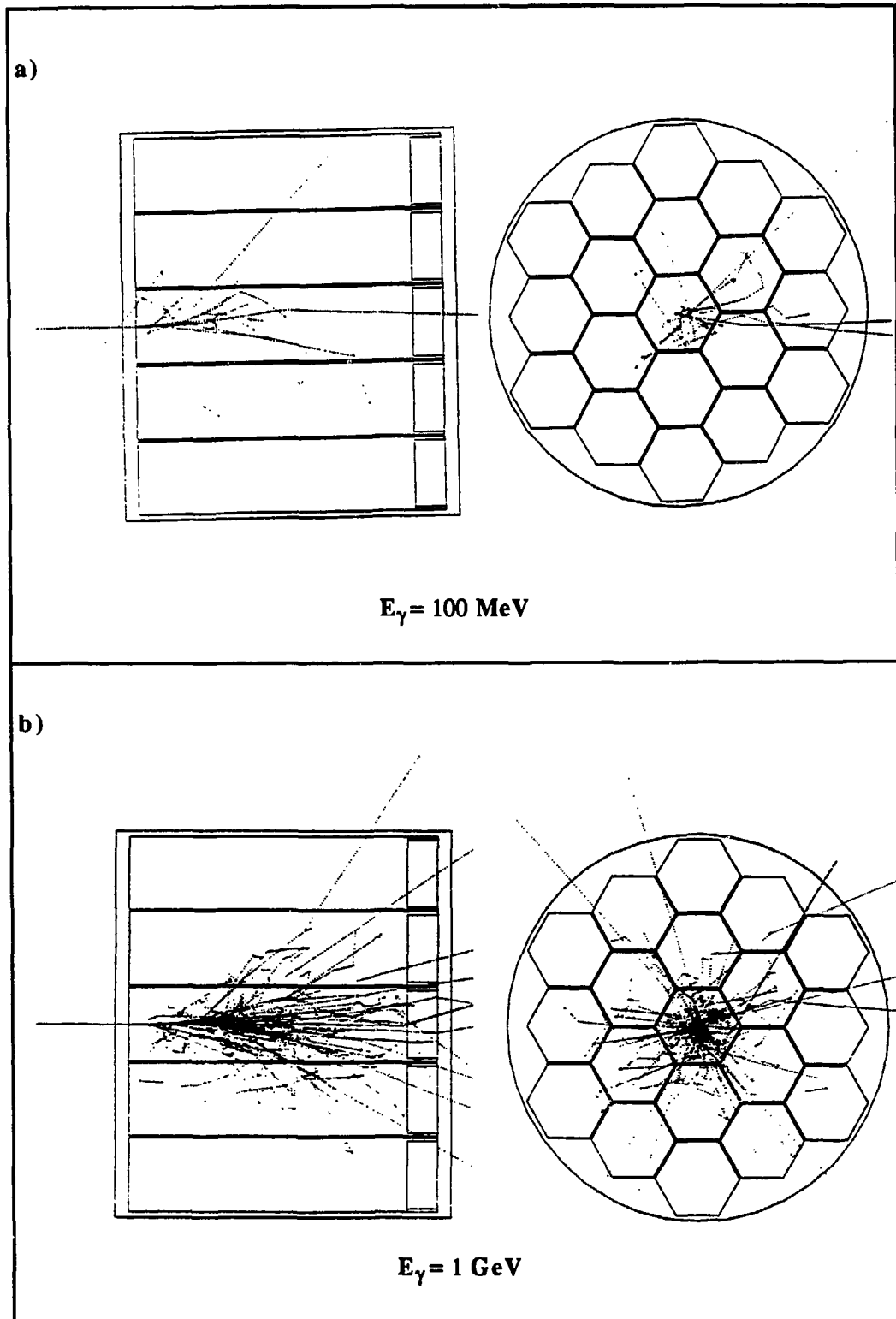


Fig. 9 : Simulation de l'absorption d'un photon de 100 MeV (a) et d'un photon de 1 GeV (b).

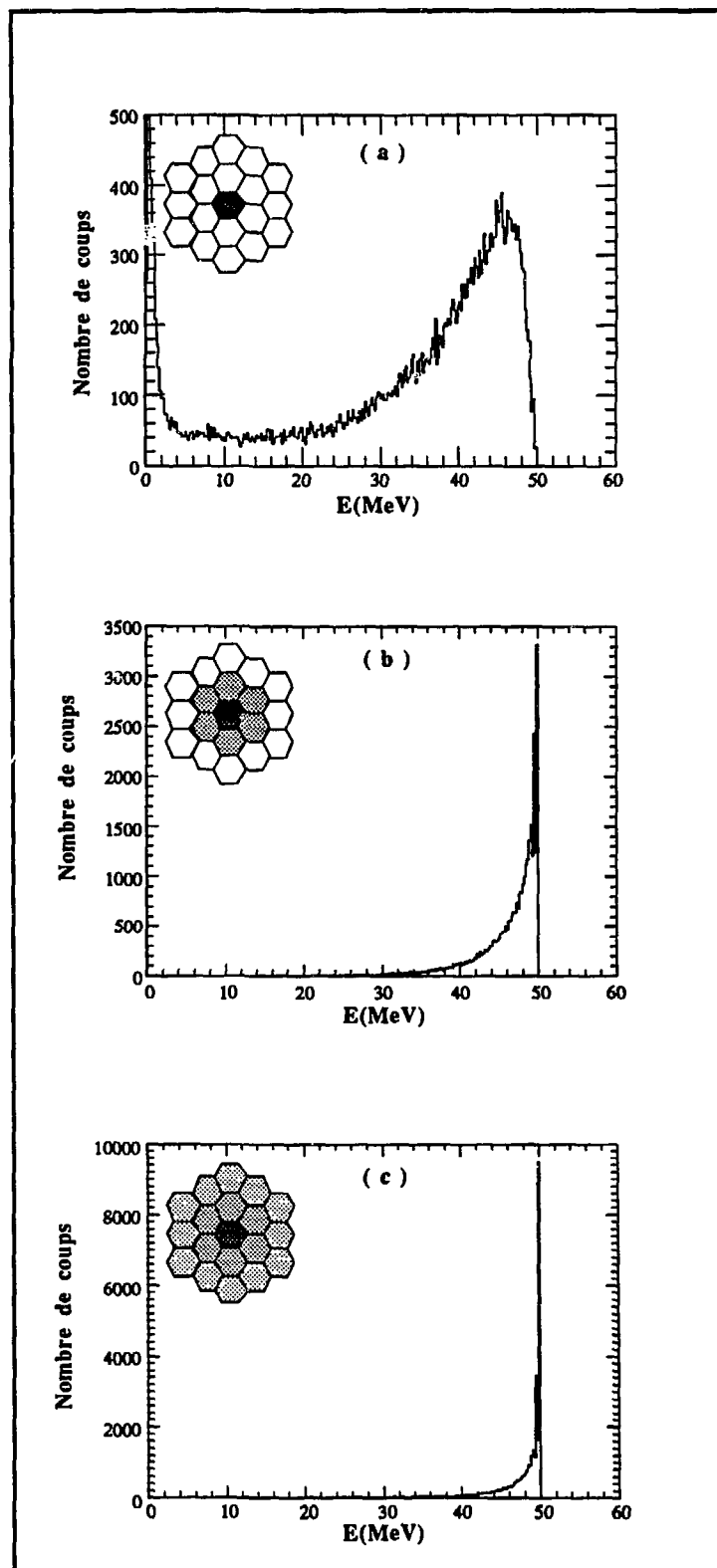


Fig. 10 : Spectres en énergie pour des photons de 50 MeV a) mesuré avec un seul détecteur, b) avec sept et c) avec dix-neuf détecteurs.

III.2.2 Détection des photons créés dans une réaction nucléaire

L'émission des photons a été simulée à partir de la systématique des données expérimentales. Elle obéit aux règles suivantes :

- le spectre en énergie décroît exponentiellement avec les photons d'énergie croissante.

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = K e^{-\frac{E_\gamma}{E_0}} \quad (8)$$

le paramètre de pente E_0 , fonction de l'énergie de bombardement est un paramètre de la simulation;

- dans le centre de masse nucléon-nucléon, dont la vitesse est la demi-vitesse du faisceau, l'émission est en partie isotrope et en partie dipolaire. Le rapport d'anisotropie, α , est un paramètre de la simulation;
- la probabilité d'émission par collision neutron-proton, P_γ^{milieu} , est fonction de l'énergie de bombardement. Le nombre de collisions neutron-proton est calculé dans un modèle géométrique [NIF85].

$$\langle N_{pn} \rangle_b \approx \frac{(N_{\text{projectile}} Z_{\text{cible}} + N_{\text{cible}} Z_{\text{projectile}}) (5A_{\text{cible}}^{2/3} - A_{\text{projectile}}^{2/3})}{5A_{\text{cible}} (A_{\text{cible}}^{1/3} + A_{\text{projectile}}^{1/3})} \quad (9)$$

Elle est un autre paramètre de la simulation.

Les paramètres de la simulation sont déduits de la systématique établie par les références [NIF89] et [CAS90].

La figure 11 montre le spectre en énergie des photons pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u : en a) le spectre introduit dans la simulation avec une pente E_0 de 15 MeV, et en b) le spectre obtenu après convolution de la fonction de réponse du multidétecteur. Deux observations sont déduites :

- la pente du spectre est légèrement modifiée donnant lieu à un spectre plus mou que le spectre réel $E'_0 = 13$ MeV;
- l'efficacité du multidétecteur est différente de 1 du fait des pertes par les faces avant et arrière des détecteurs : $\frac{N(E_\gamma > 30 \text{ MeV})}{N'(E_\gamma > 30 \text{ MeV})} = 69\%$

Ces deux éléments devront être pris en compte lors de l'analyse des données.

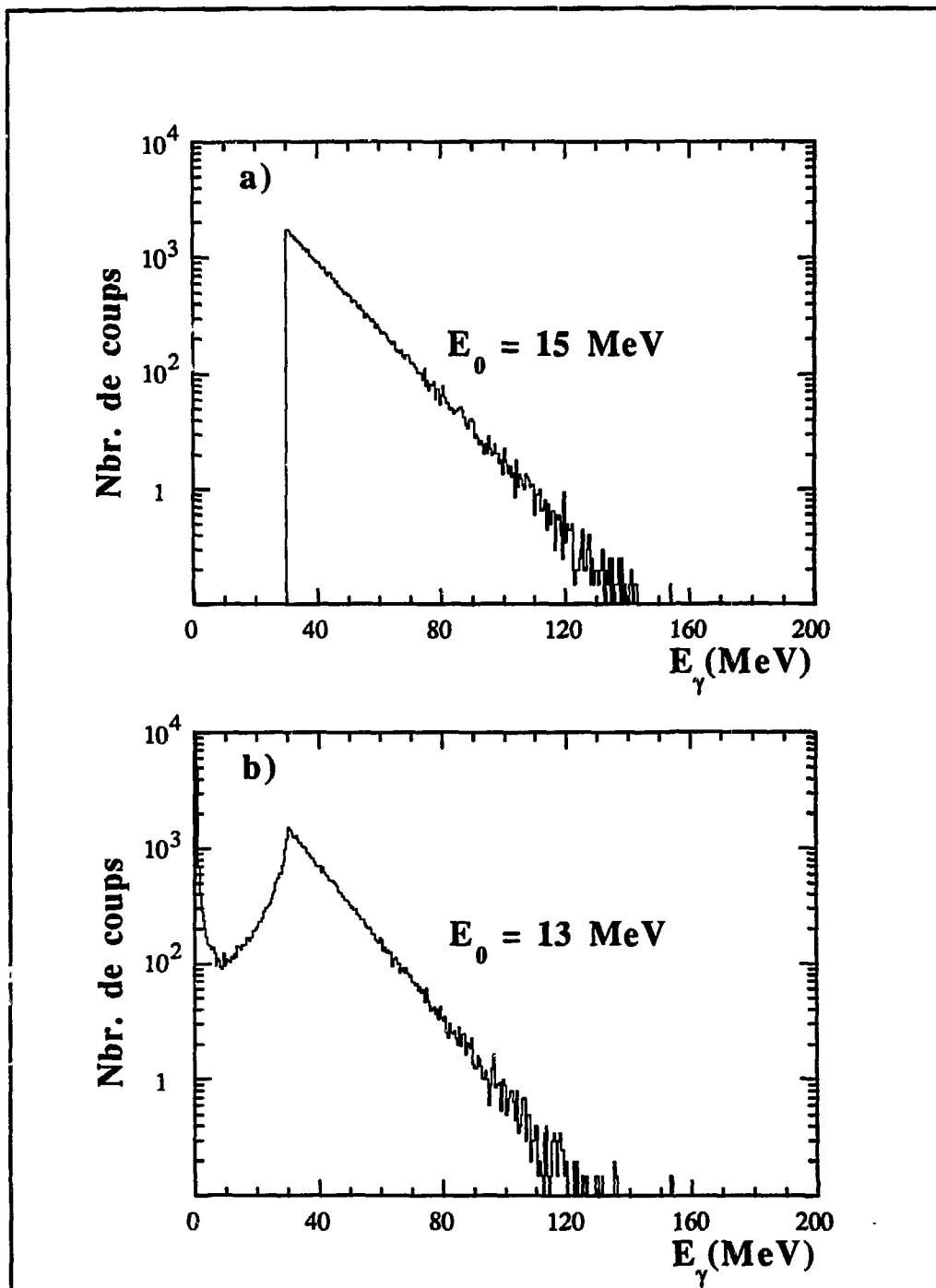


Fig. 11 : Spectres en énergie des photons pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u en a) spectre injecté à la simulation et en b) spectre obtenu après convolution de la fonction de réponse du multidétecteur.

III.2.3 Détection des pions neutres π^0 créés lors d'une collision nucléaire

La fraction d'énergie emportée par les particules de la gerbe électromagnétique qui s'échappent des parois du détecteur touché, est collectée par les détecteurs voisins, ce qui permet d'avoir une bonne résolution en énergie. En ce qui concerne la configuration GANIL, les blocs sont constitués de sept détecteurs au centre ayant six voisins chacun, et entourés par une couronne extérieure de douze détecteurs qui n'ont que trois ou quatre voisins. La résolution en énergie est meilleure dans le cas où le détecteur touché appartient à la partie centrale du bloc.

La résolution en masse invariante de π^0 est liée à la précision sur la mesure d'énergie des deux photons de sa décroissance. Il est utile d'avoir une estimation de cette résolution.

Les caractéristiques de l'émission de π^0 sont également extraites de la systématique expérimentale [BRA87] :

- le spectre en énergie décroît exponentiellement avec l'énergie cinétique des π^0 , la pente E_0 est sensiblement constante aux énergies GANIL et égale à 22 MeV^{-1} ;
- l'émission des π^0 a lieu dans le centre de masse nucléon-nucléon;
- la probabilité d'émission par collision nucléon-nucléon P_{π^0} varie avec l'énergie de bombardement. N_{nn} est calculé comme pour les photons, soit :

$$\langle N_{nn} \rangle_b \approx \frac{A_{\text{projectile}} A_{\text{cible}} \left(5A_{\text{cible}}^{2/3} - A_{\text{projectile}}^{2/3} \right)}{5A_{\text{cible}} \left(A_{\text{cible}}^{1/3} + A_{\text{projectile}}^{1/3} \right)^2} \quad (10)$$

- la désexcitation par émission de deux photons est isotrope dans le référentiel où le π^0 est au repos.

La masse invariante est calculée chaque fois que le nombre de blocs touchés est supérieur à un. L'énergie de chaque photon est obtenue en additionnant les énergies déposées dans tous les détecteurs du bloc.

$$E_{\gamma_{1,2}} = \sum_{j=1}^{19} \epsilon_j$$

L'impulsion de chaque photon est déterminée par la reconstruction de la gerbe électromagnétique.

$$\vec{P}_{\gamma_{1,2}} = \sum_{j=1}^{19} \vec{p}_j$$

Plusieurs cas sont considérés pour construire le spectre de la masse invariante :

- tous les événements correspondant à la détection des deux photons sont pris en compte, quelque soit le détecteur touché en premier (détecteur où la plus grande énergie est déposée). Il n'y a pas de distinction entre les détecteurs internes et les détecteurs de la couronne externe du bloc. La masse invariante moyenne obtenue est de 120 MeV (la masse du méson π^0 est de 135 MeV). La résolution est de 25% et l'efficacité géométrique du détecteur ϵ , définie comme étant le rapport entre le nombre de coups dans le pic de masse invariante et le nombre de pions incidents est de 15% (Fig. 12.a);
- les événements où les deux photons tombent tous les deux sur des détecteurs de la couronne externe sont rejetés. La masse invariante moyenne et la résolution sont améliorées alors que l'efficacité diminue. Elles sont respectivement de 125 MeV, 19% et 9,5% (Fig. 12.b);
- en rejetant tous les événements où un des détecteurs des couronnes externes est touché par un photon incident, la résolution et la masse invariante moyenne sont encore améliorées (12% et 128 MeV respectivement), mais l'efficacité du multidétecteur n'est plus que de 2,5% (Fig. 12.c).

III.2.4 Simulation du calibrage par le rayonnement cosmique

Le calibrage en énergie des détecteurs BaF₂ est réalisé avec des sources radioactives qui émettent des photons de faible énergie et par le rayonnement cosmique qui y dépose une énergie plus importante. Cette énergie déposée est proportionnelle à l'épaisseur de la matière traversée. Puisque les modules du multidétecteur occupent différentes positions dans l'espace par rapport à la verticale, les simulations représentent le meilleur moyen pour déterminer l'énergie moyenne déposée par le rayonnement cosmique dans chaque module.

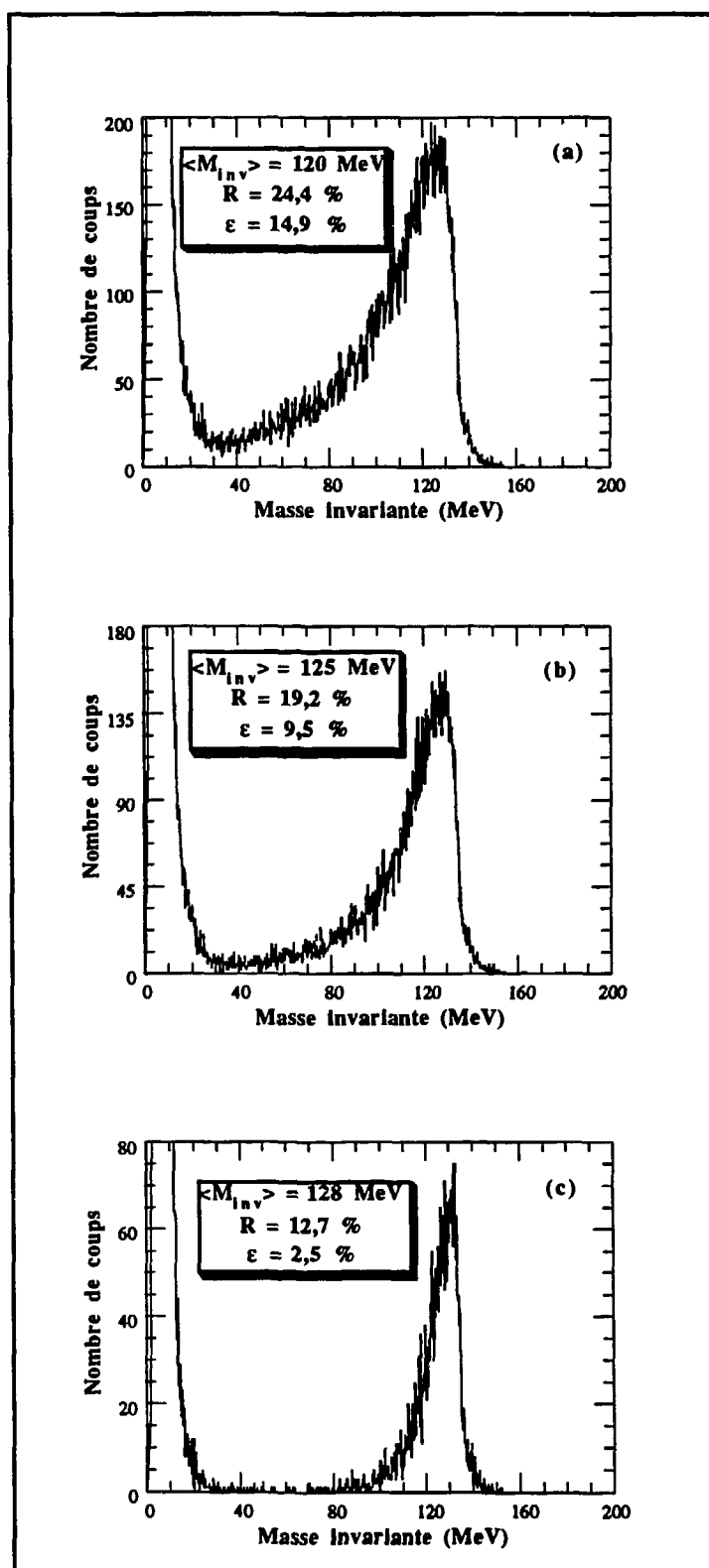
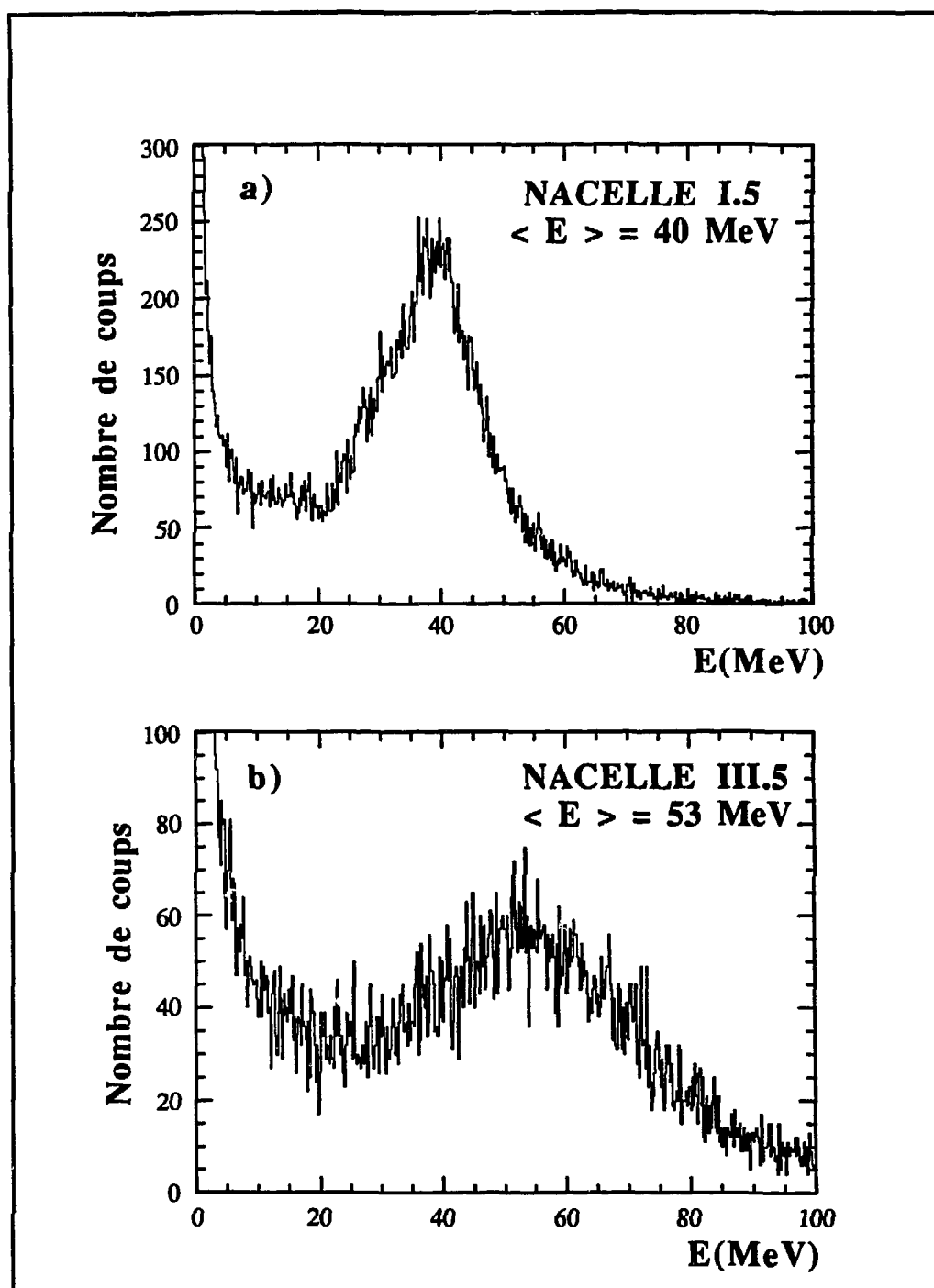


Fig. 12 : Spectre de masse invariante déterminé en a) pour tous les événements à deux photons, en b) les événements où les deux photons tombent sur la couronne externe sont éliminés et en c) tous les événements où un détecteur des couronnes externes est touché sont éliminés.



*Fig. 13 : Spectre en énergie pour les muons cosmiques : a) nacelle en position horizontale;
b) nacelle en position verticale.*

Le rayonnement cosmique au niveau du sol est constitué de muons μ^+ à 47,3%, de muons μ^- à 50,4% et de protons à 1,7%. Ces particules ont une distribution en énergie en $\frac{1}{E^2}$ et une énergie moyenne de 2 GeV. Leur distribution angulaire par rapport à la verticale est en $\cos^2\Theta$. Les particules ainsi définies sont envoyées sur les détecteurs, l'énergie déposée est la même pour tous les détecteurs appartenant à un même bloc (leur position, par rapport à la verticale, est identique). On obtient pour chaque nacelle un spectre en énergie (Fig. 13). Ces spectres présentent un pic centré autour de la valeur moyenne de l'énergie déposée par le rayonnement cosmique. Les valeurs de ces énergies moyennes sont regroupées dans le tableau 2, elles sont utilisées lors du calibrage des détecteurs.

NACELLE	1	2	3	4	5
I	42	42	40	48	40
II	60	60	40	70	40
III	40	70	40	53	53
IV	40	48	40	44	44

Tableau 2 : Energie moyenne en MeV déposée par le rayonnement cosmique dans les détecteurs des différentes nacelles.

17/18

CHAPITRE IV

DEPOUILLEMENT DES PREMIERES MESURES EXPERIMENTALES

CHAPITRE IV

DEPOUILLEMENT DES PREMIERES MESURES EXPERIMENTALES

Le multidétecteur de photons, TAPS, a été mis en œuvre pour la première fois au GANIL, au début de l'année 1990. Deux expériences ont été réalisées. La première visait l'étude de la décroissance γ des résonances géantes et la mise en évidence d'éventuels états multi-phonons de résonance géante. La deuxième expérience se proposait d'étudier les photons corrélés émis lors des collisions entre ions lourds, d'une part, par rayonnement de freinage avec possibles effets d'interférence, et d'autre part, par la décroissance des mésons neutres π^0 . En parallèle avec la deuxième expérience, ont été enregistrés, avec une fréquence réduite, les événements de photon simple afin d'en établir les caractéristiques d'émission. Ces caractéristiques sont bien connues grâce à l'important programme expérimental voué à cette étude. Notre but est de vérifier que nos résultats s'insèrent dans la systématique établie à partir des mesures sur une grande variété de systèmes. Cette analyse servira ainsi en quelque sorte de calibrage du multidétecteur et nous permettra de mettre au point le dépouillement d'expériences plus complexes.

Pour cette première expérience, le multidétecteur a été utilisé dans une configuration plus réduite par rapport à ce qui était prévu, tous les modules n'étant pas encore disponibles. En ce qui concerne le Veto, une seule nacelle a été équipée.

Le système étudié est un faisceau de xénon à 44 MeV/u sur une cible d'or.

IV.1 Les caractéristiques de l'émission des photons durs

Les photons durs, c'est à dire les photons d'énergie supérieure à environ 25 MeV, émis dans les collisions entre ions lourds, ont été étudiés dans un certain nombre de systèmes sur une gamme d'énergie de bombardement s'étendant de 10 MeV/u à 120 MeV/u. On trouvera une compilation de la plupart des résultats expérimentaux connus à ce jour, ainsi que les possibles interprétations théoriques dans les références [NIF89] et [CAS90] comme nous l'avons déjà souligné au paragraphe III.2.2. En résumé, les photons durs émis dans les réactions induites à des énergies de



bombardement supérieures à 20 MeV/u, suivent pour tous les systèmes étudiés des comportements similaires :

- le spectre en énergie décroît exponentiellement avec une pente d'autant plus douce que l'énergie de bombardement est élevée;
- la distribution angulaire est piquée aux angles avant dans le système du laboratoire;
- la section efficace augmente avec la masse du système de la voie d'entrée et l'énergie de bombardement.

La forme de la distribution angulaire suggère une émission à partir d'une source en mouvement dans la direction du faisceau. La vitesse de cette source s'approche, dans tous les cas, de la moitié de la vitesse du faisceau, soit la vitesse du centre de masse nucléon-nucléon. Dans le repère du centre de masse, la distribution angulaire des photons durs reflète une émission principalement isotrope et avec une contribution dipolaire moindre. La variation de la section efficace avec la masse du système et l'énergie de bombardement peut être réduite à un paramètre unique qui ne dépend que de l'énergie disponible dans la voie d'entrée: la probabilité $P_{\gamma}^{\text{milieu}}$ d'émission d'un photon dur par collision nucléon-nucléon. Le facteur d'échelle est, dans ce cas, donné par le nombre de participants calculé à partir d'un modèle géométrique. La variation de $P_{\gamma}^{\text{milieu}}$ en fonction de l'énergie disponible dans le système est représentée sur la figure 14.

Les résultats expérimentaux convergent pour attribuer l'origine la plus probable des photons durs au rayonnement de freinage émis lors de collisions individuelles proton-neutron entre les nucléons du projectile et les nucléons de la cible. La partie dipolaire résulte de la décélération des nucléons du projectile, et la partie isotrope, de leur accélération après diffusion sur les nucléons de la cible. L'excès à une énergie donnée de $P_{\gamma}^{\text{milieu}}$ par rapport à $P_{\gamma}^{\text{libre}}$ (voir Fig.14) serait dû à l'accélération résultant de l'addition du moment de Fermi des nucléons au moment relatif dans la voie d'entrée. Des calculs du type BUU [CAS90] indiquent de plus que l'essentiel des photons durs émis dans une collision entre ions lourds sont créés aux premiers instants de la collision, et que seule la première collision entre deux nucléons participe efficacement à la production de photons. Les données expérimentales disponibles à ce jour ne permettent cependant pas d'exclure une contribution d'autres mécanismes, tels que le rayonnement de freinage dû à la décélération cohérente du projectile [VAS85], le rayonnement de freinage résultant de l'addition cohérente d'une cascade de collisions nucléon-nucléon [NIF85] ou une émission purement statistique [PRA86]. Néanmoins, la contribution de ces mécanismes

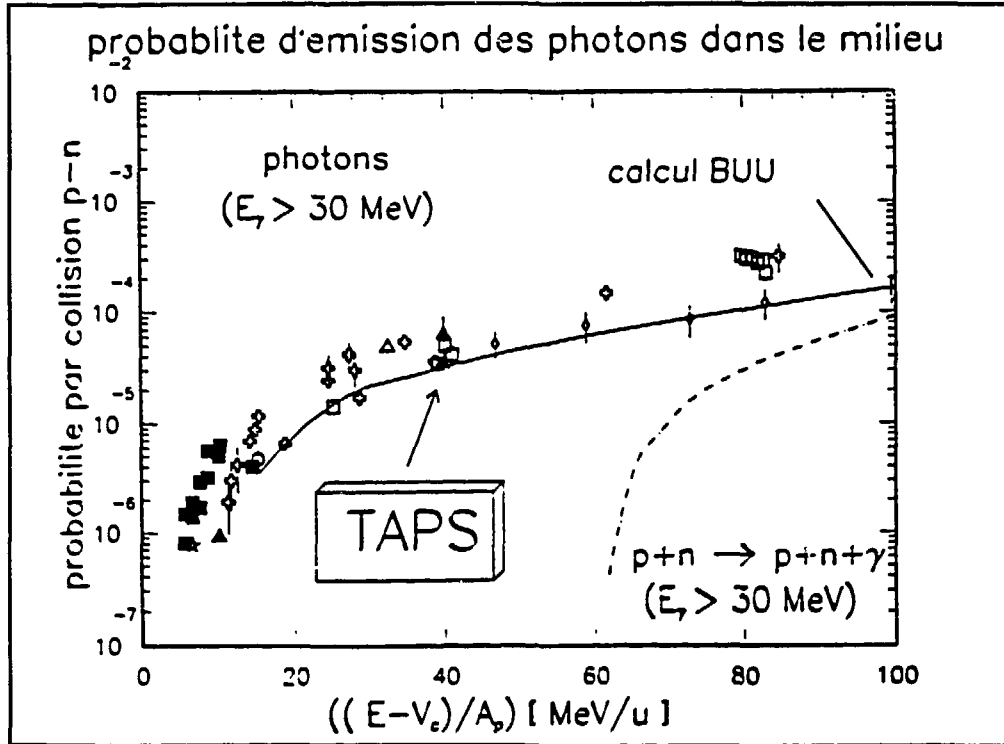


Fig. 14 : Probabilité d'émission par collision proton-neutron d'un photon d'énergie supérieure à 30 MeV mesurée dans des collisions entre ions lourds, comparée à $\mathcal{P}_\gamma^{\text{libre}}$ pour des collisions nucléon-nucléon libres [MET89].

alternatifs à la production des photons durs semble être négligeable et aucune de leurs signatures caractéristiques n'a pu encore être décelée de manière significative.

IV.2 Configuration du multidétecteur TAPS utilisée

IV.2.1 Détecteurs BaF₂

La configuration utilisée comprenait treize nacelles soit 247 modules. Sept nacelles seulement étaient équipées de détecteurs TAPS. Les six autres étaient équipées de détecteurs BaF₂ de dimensions différentes de celles des détecteurs TAPS. Trois de ces nacelles appartiennent à ORNL¹ ; les cristaux de BaF₂ sont des hexagones de 20 cm de long et 6,6 cm de section face à face. Les trois autres nacelles appartiennent à GSI ; les cristaux de BaF₂ de forme hexagonale font 20 cm de long et 5,3 cm de section face à face. La position et le type des différentes nacelles sont regroupés dans les tableaux 3 et 4.

¹Oak Ridge National Laboratory

Position →	1		2		3		4		5	
Couronne ↓	Θ	φ	Θ	φ	Θ	φ	Θ	φ	Θ	φ
I	142,6	54,0	142,6	126,0	142,6	198,0	vide	vide	142,6	342,0
II	100,8	54,0	100,8	126,0	100,8	198,0	vide	vide	100,8	342,0
III	79,2	18,0	79,2	90,0	79,2	162,0	79,2	234,0	79,2	306,0

TABLERAU 3: Position en Θ et φ des centres des nacelles.

Position → couronne ↓	1	2	3	4	5
I	GSI	ORNL	TAPS	--	TAPS
II	GSI	GSI	TAPS	--	TAPS _{veto}
III	ORNL	ORNL	TAPS	TAPS	TAPS

TABLERAU 4: Type des différentes nacelles.

Seuls les détecteurs TAPS étaient équipés pour s'adapter au système LASER décrit dans le chapitre II.

IV.2.2 Détecteurs de particules chargées

En ce qui concerne le VETO, dix-neuf modules seulement ont été réalisés, permettant d'équiper une seule nacelle du système de détection des particules chargées. Ces détecteurs étant encore à l'état de prototype, nous avons préféré ne pas les inclure dans le système électronique comme détecteurs Veto, c'est à dire permettant le rejet en

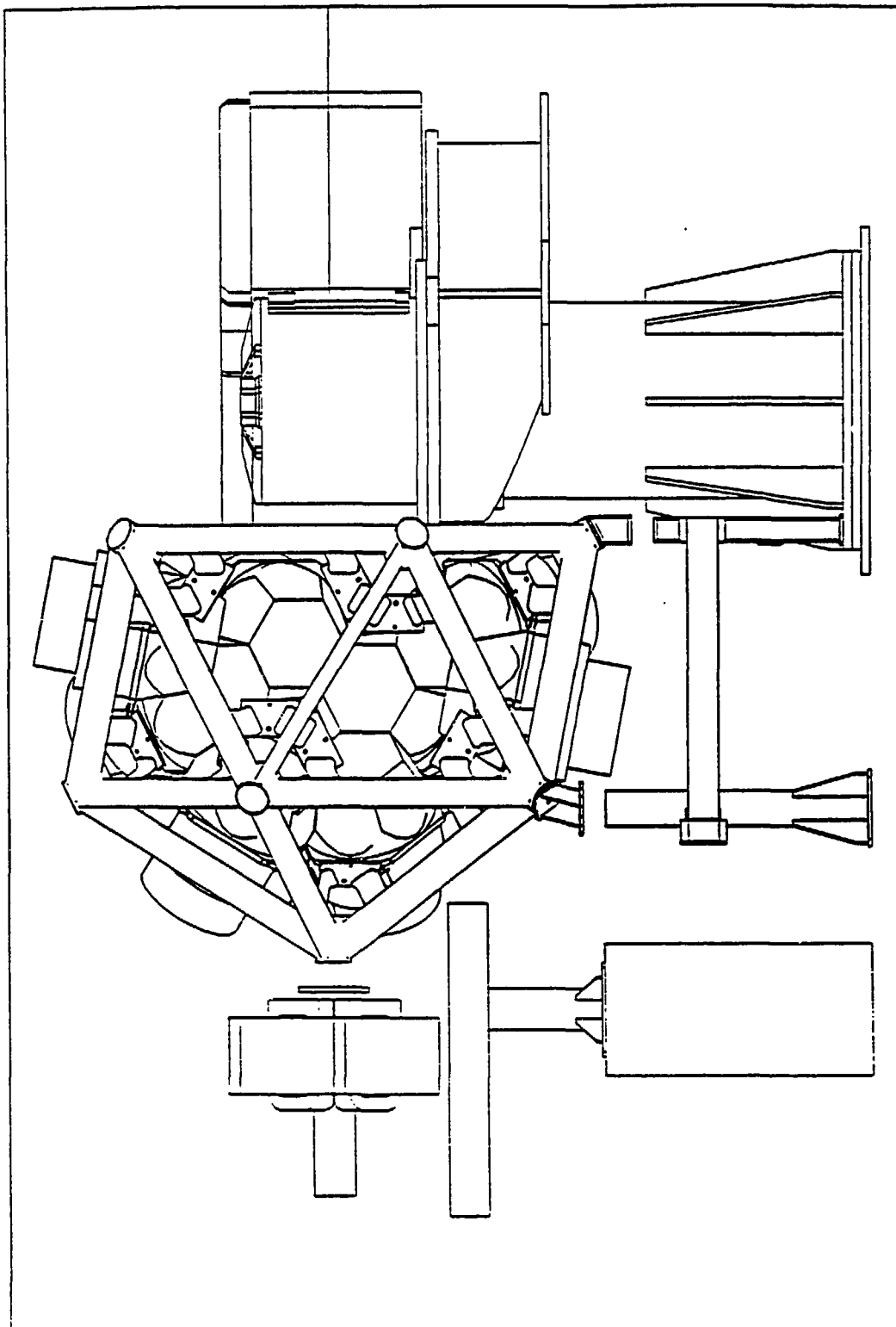


Fig. 15 : Implantation de TAPS sur la ligne de faisceau SPEG.

ligne des particules chargées. Par contre, les signaux prélevés sur les photomultiplicateurs des scintillateurs plastiques sont envoyés sur un configurateur pour identifier les modules touchés. Cette information est mise sur bande magnétique et analysée au cours du dépouillement pour connaître l'efficacité d'un tel système.

Pour les autres nacelles, un plastique de 2 cm d'épaisseur est placé devant la face des détecteurs afin d'arrêter le maximum de particules chargées. Nous avons calculé qu'ainsi seuls les protons d'énergie supérieure à 50 MeV et les particules α d'énergie supérieure à 150 MeV peuvent atteindre les détecteurs BaF₂.

L'ensemble était installé sur la ligne de faisceau SPEG. La cible était positionnée en amont du point de focalisation usuel (le centre de la chambre de réaction) afin de dégager l'espace nécessaire à TAPS. La figure 15 illustre cette implantation.

IV.2.3 Définition des déclenchements

Puisque le but de l'expérience est l'étude des photons corrélés, il a fallu faire un tri dès la prise des données pour favoriser l'acquisition des événements avec au moins deux particules détectées ($M \geq 2$) au détriment des événements avec au moins une particule détectée ($M \geq 1$). Les événements $M \geq 1$ étant nécessaires, ils ont été enregistrés avec un taux d'échantillonnage différentiel pour tenir compte de la décroissance exponentielle du spectre des particules. Ainsi deux déclenchements ont été définis, l'un pour les particules de basse énergie, $E \geq 1$ MeV, échantillonné à 1 pour 2^{14} , et l'autre pour les particules de grande énergie, $E \geq 8$ MeV, échantillonné à 1 pour 2^8 .

Pour les événements $M \geq 2$, nous avons défini deux déclenchements. Puisque les π^0 sont créés, aux énergies considérées, avec des énergies cinétiques très faible, l'angle d'ouverture des deux photons de désexcitation dans le laboratoire est grand et proche de 180° . Le déclenchement π^0 était donc défini par l'occurrence de deux particules de grande énergie, dans deux blocs différents. Finalement le dernier déclenchement favorisait la détection de muons cosmiques en requérant la détection de deux particules de grande énergie dans un même bloc. En résumé, les déclenchements suivants étaient définis (les notations sont celles de la figure 16):

- Photons: $E_\gamma \geq 1$ MeV, $M_{FCC8} \geq 1$, échantillonné à 2^{14} ;
- Photons durs: $E_\gamma \geq 8$ MeV, $M_{LED} \geq 1$, échantillonné à 2^8 ;
- 2 photons et π^0 : $E_\gamma \geq 8$ MeV, $M_{bloc} \geq 2$
- 2 photons et μ cosmique: $E_\gamma \geq 8$ MeV, $M_{in} \geq 2$

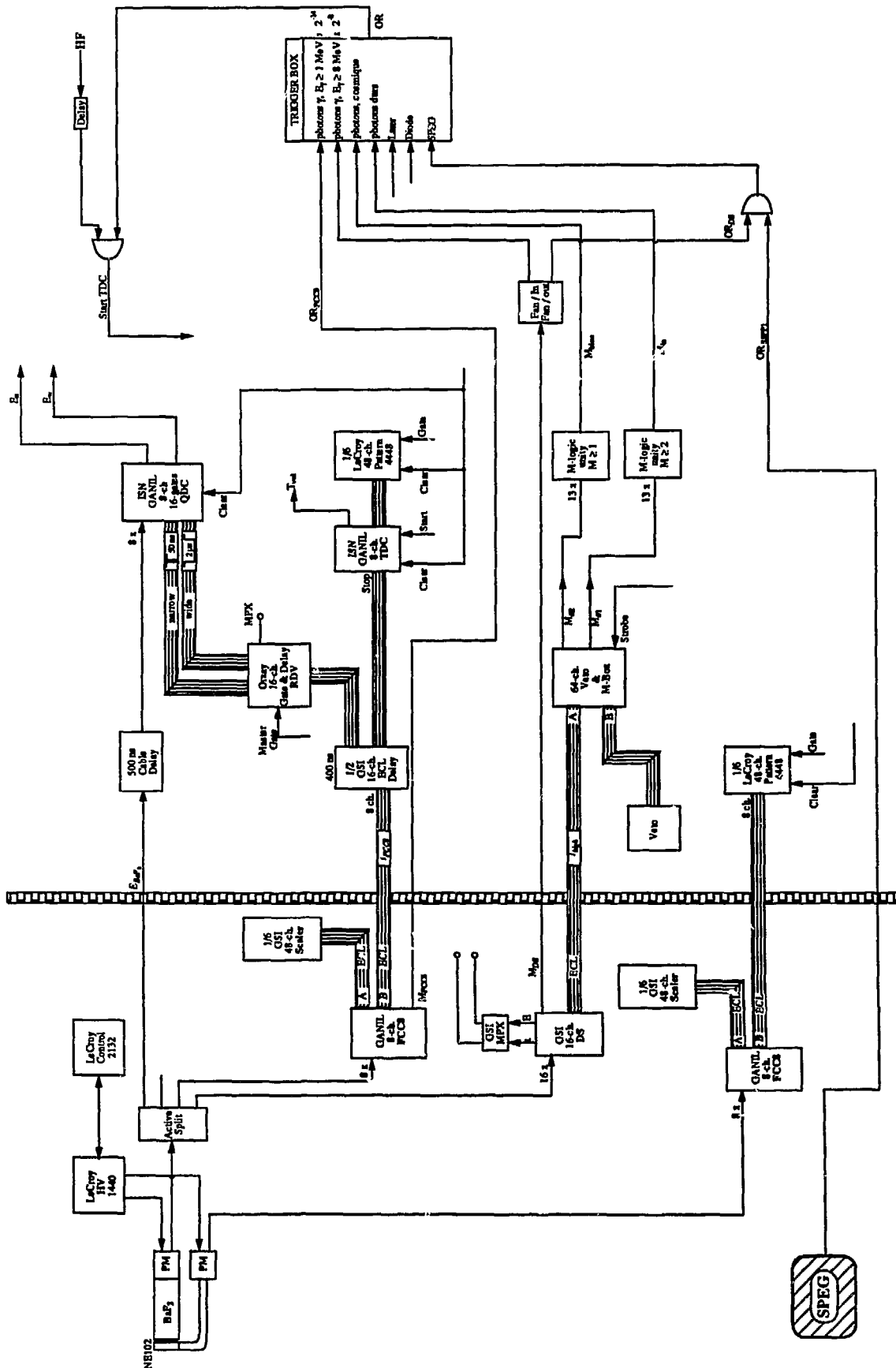


Fig. 16 : Schémas de la chaîne électronique pour un détecteur TAPS et de la chaîne de déclenchement

Le déclenchement prend en compte les événements aussi bien en présence qu'en absence du faisceau. Ceci nous permet à tout moment, d'une part d'estimer la pollution des données par le rayonnement cosmique et la radioactivité ambiante, et d'autre part de stabiliser le gain de la chaîne grâce à la position du pic du rayonnement cosmique.

Des déclenchements additionnels indiquant la détection des particules par SPEG et l'injection de la lumière Laser, ont été définis mais n'ont pas été utilisés lors de notre analyse.

IV.3 Analyse des données

Tout d'abord les photons sont identifiés. Les hadrons détectés en très grand nombre (environ 1000 protons ou neutrons pour 1 photon de grande énergie) sont éliminés. Il est ensuite nécessaire de supprimer soit de façon globale, soit événement par événement, la contamination due au rayonnement cosmique. Les détecteurs étant préalablement calibrés, on construit alors les événements "physiques" en calculant pour chaque photon dûment identifié son énergie initiale et son angle d'émission.

IV.3.1 Etalonnage des détecteurs BaF₂

Les données stockées sur bandes magnétiques représentent une quantité de charge codée par les convertisseurs. Cette charge est proportionnelle à la quantité de lumière créée dans le cristal BaF₂, suite au passage d'une particule. Pour avoir les pertes d'énergie des particules incidentes, il faut calibrer les détecteurs. La courbe d'étalonnage est obtenue à partir de cinq points :

-Le piédestal :

La charge codée par les convertisseurs (Q_c) est le résultat de la somme de deux charges: la charge délivrée par le détecteur (Q_d) plus une charge ajustable (q_0) intrinsèque au convertisseur, appelée piédestal,

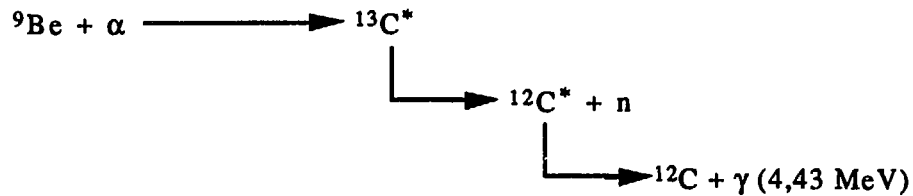
$$Q_c = Q_d + q_0$$

En l'absence de tout signal à l'entrée du convertisseur, la charge codée due au piédestal correspond à l'énergie $E=0$.

Les sources radioactives :

Deux sources ont été utilisées pour le calibrage:

- Une source composée d'Américium-Béryllium qui émet des photons de 4,43 MeV. L'Américium est une source α et les photons sont créés par la réaction suivante:



Un spectre type mesuré avec un détecteur BaF_2 est représenté sur la figure 17. En plus du photopic, on observe les pics de premier et deuxième échappement (4,43 - 0,511 MeV; 4,43 - 2*0,511 MeV).

Le fond continu du spectre est dû aux neutrons, et les pics supplémentaires à la radioactivité ambiante.

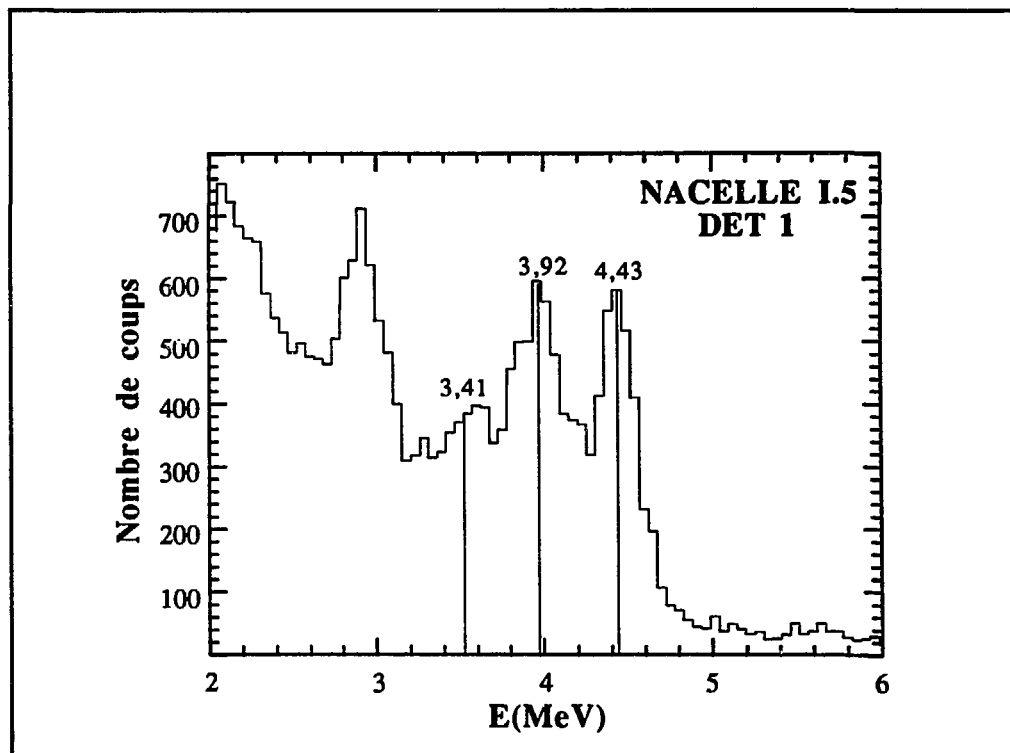


Fig. 17: Spectre en énergie de la source Am-Be.

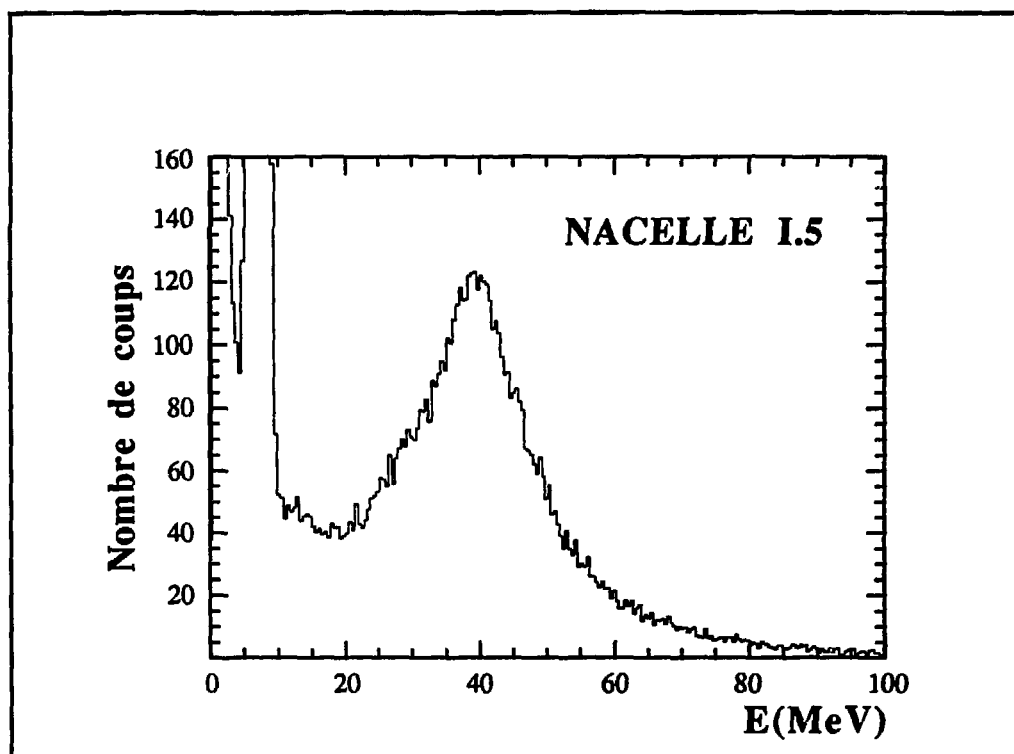


Fig. 18: Spectre en énergie des muons cosmiques mesurés

- Une source d'Yttrium (^{88}Y) qui émet en coïncidence deux photons, dont l'un de 0,898 MeV est en dessous du seuil de détection, l'autre a une énergie de 1,836 MeV.

Ces deux sources donnent les 3 trois points de calibrage de basse énergie.

Le rayonnement cosmique:

Les muons chargés du rayonnement cosmique déposent une énergie importante dans les détecteurs (6,6 MeV par centimètre de BaF_2 traversé). L'énergie moyenne déposée par le rayonnement cosmique est déterminée par simulation. Les valeurs de ces énergies pour les différents détecteurs sont groupées dans le tableau 5.

Pour chaque détecteur un spectre de perte d'énergie par ce rayonnement est construit (Fig. 18). Ce point est essentiel puisqu'il correspond à une énergie de l'ordre de 40 MeV inaccessible avec des sources radioactives. D'autre part, puisque les événements cosmiques ont été enregistrés tout au long de l'expérience, ils permettent de suivre quantitativement les éventuelles variations du gain des détecteurs ou de la chaîne électronique.

Position → couronne ↓	1	2	3	4	5
I	38	45	40	--	40
II	40	40	40	--	40
III	43	50	40	53	53

TABLÉAU 5 : *Energie moyenne en MeV déposée par le rayonnement cosmique dans les détecteurs des différentes nacelles.*

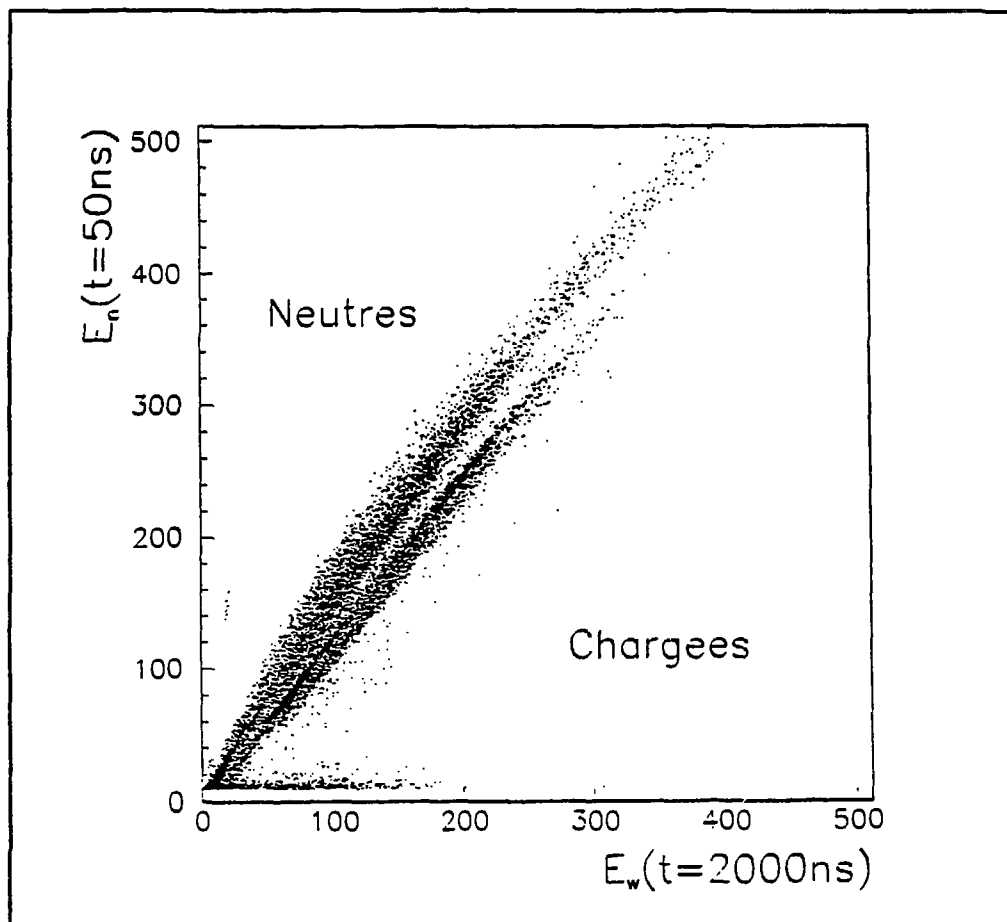


Fig. 19: *Représentation des événements enregistrés dans un détecteur en fonction des énergies E_n (temps d'intégration=50ns) et E_w (temps d'intégration=2000ns).*

IV.3.2 Identification des particules

Les événements dus au passage du faisceau à travers la cible et stockés sur bande magnétique ne sont pas tous intéressants. Cette section est consacrée à la méthode d'identification de ces différents événements, et à la présentation des problèmes qui se sont posés pendant le dépouillement.

a) Identification des particules chargées

i) Par analyse de forme

L'identification des particules chargées est réalisée par analyse de forme des impulsions délivrées par le détecteur BaF₂. Ces impulsions ont deux composantes, une lente et une rapide. Cette dernière est plus importante pour les photons et les neutrons que pour les particules chargées. Cette différence devient apparente dans la figure 19 où les événements sont représentés en fonction des énergies E_w et E_n . Les photons et les neutrons sont associés à la branche marquée "neutres". La branche marquée "chargées" correspond aux particules ayant $Z \geq 1$.

Pour chaque détecteur, à partir d'une telle matrice, une droite $E_n = a \cdot E_w$ est définie pour délimiter la région des particules neutres. Dans cette expérience, la séparation reste bonne jusqu'à environ $E_w = 2$ MeV. Les particules chargées d'énergie inférieure à ce seuil de discrimination pourront être aisément discriminées par leur temps de vol (environ 20 ns).

ii) Par les détecteurs Veto

Une autre technique était mise à l'essai. Les particules chargées étaient identifiées dans l'un des blocs par la présence d'un signal dans les détecteurs Veto. La figure 20 montre le résultat de cette sélection: en a) la matrice $E_w \times E_n$ construite sans aucune condition sur le détecteur Veto, et en b) la même matrice obtenue en requérant l'absence de signal dans le détecteur Veto. Il est possible ainsi d'identifier jusqu'à 85% des particules chargées et ce dès la prise de données. On constate sur la figure 20 la présence de particules chargées apparemment mal filtrées. En fait, il s'agit vraisemblablement de neutrons ayant interagis dans le BaF₂ par réaction (n,p) et conséquemment identifiés comme des protons. Ces événements sont discriminés par leur temps de vol.

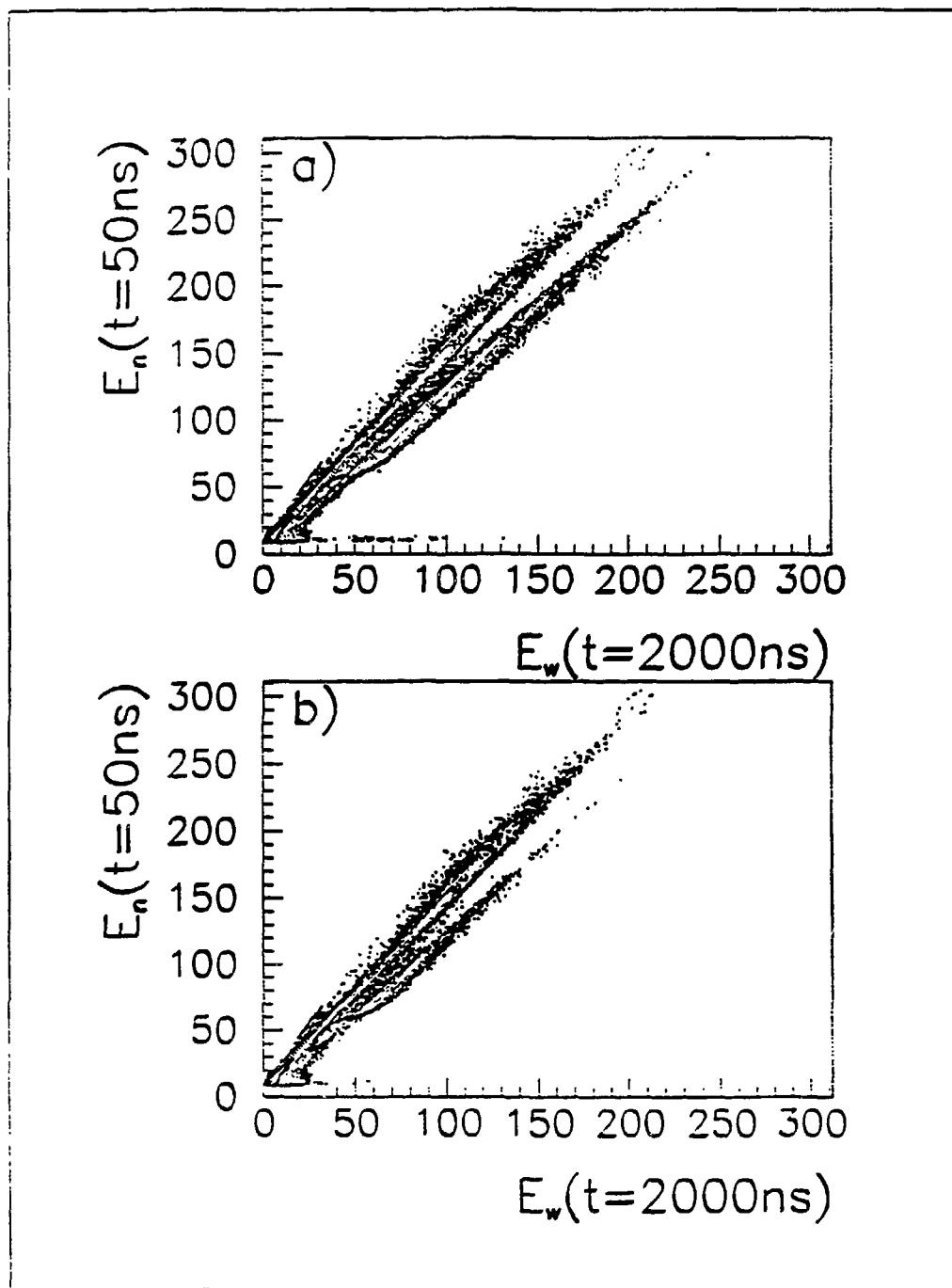


Fig. 20 : Matrice d'identification $E_w \times E_n$ mesurée en a) sans condition sur le détecteur Veto et en b) en imposant l'absence de signal dans le détecteur Veto.

b) Discrimination neutron-gamma

Comme les photons se déplacent à la vitesse de la lumière, leur temps de vol ΔT entre la cible et les détecteurs est constant. Le spectre temps de vol de ces particules est distribué autour d'une valeur moyenne avec une résolution correspondant à celle du système de mesure, soit environ 600 ps. Les neutrons et les protons, contrairement aux photons, ont une distribution de vitesse. Leur temps de vol entre la cible et les détecteurs est supérieur à celui des gammas. Cette différence permet de discriminer les neutrons des photons ainsi que les protons non identifiés par analyse de forme.

Le temps donné par les convertisseurs temps-amplitude est la différence entre l'instant où le paquet de projectiles arrive sur la cible et l'instant de détection de l'éjectile. Le signal "START" du convertisseur est donné par la haute fréquence du cyclotron (HF) et le signal "STOP" par le détecteur BaF₂.

$$\Delta T_V = T_{\text{BaF}_2} - T_{\text{HF}}$$

En éliminant les particules chargées grâce aux contours construits sur les matrices (composante-lente ; composante-rapide), on construit les spectres en temps des photons et des neutrons. La résolution du pic des photons obtenue est comprise entre 1,4 et 1,8 ns selon les détecteurs (Fig. 21.a). Cette résolution médiocre est due au fait que le temps de vol est pris par rapport à la HF. En effet le paquet de faisceau possède, lui même, une distribution en temps avec une résolution de l'ordre de 600 ps. A cela, il faut ajouter les variations légères de la valeur de la haute fréquence au cours du temps. Pour éviter ce problème, on peut éliminer la référence haute fréquence des temps mesurés, et prendre comme instant $T_0 = 0$ le temps moyen donné par les photons. Pour cela on calcule T_0 événement par événement en sélectionnant les photons par leur temps de vol. On procède itérativement pour éliminer à chaque étape les neutrons rapides qui pourraient être assimilés à des photons. La procédure est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{sélection des photons :} \quad & T_0 - \Delta t \leq t_i \leq T_0 + \Delta t \\ & i = 1, n \\ & n = \text{nombre de particules détectées par événement} \\ \text{calcul de } T_0 : \quad & \frac{\sum_{i=1}^{n_\gamma} t_{\gamma i}}{n_\gamma} \end{aligned}$$

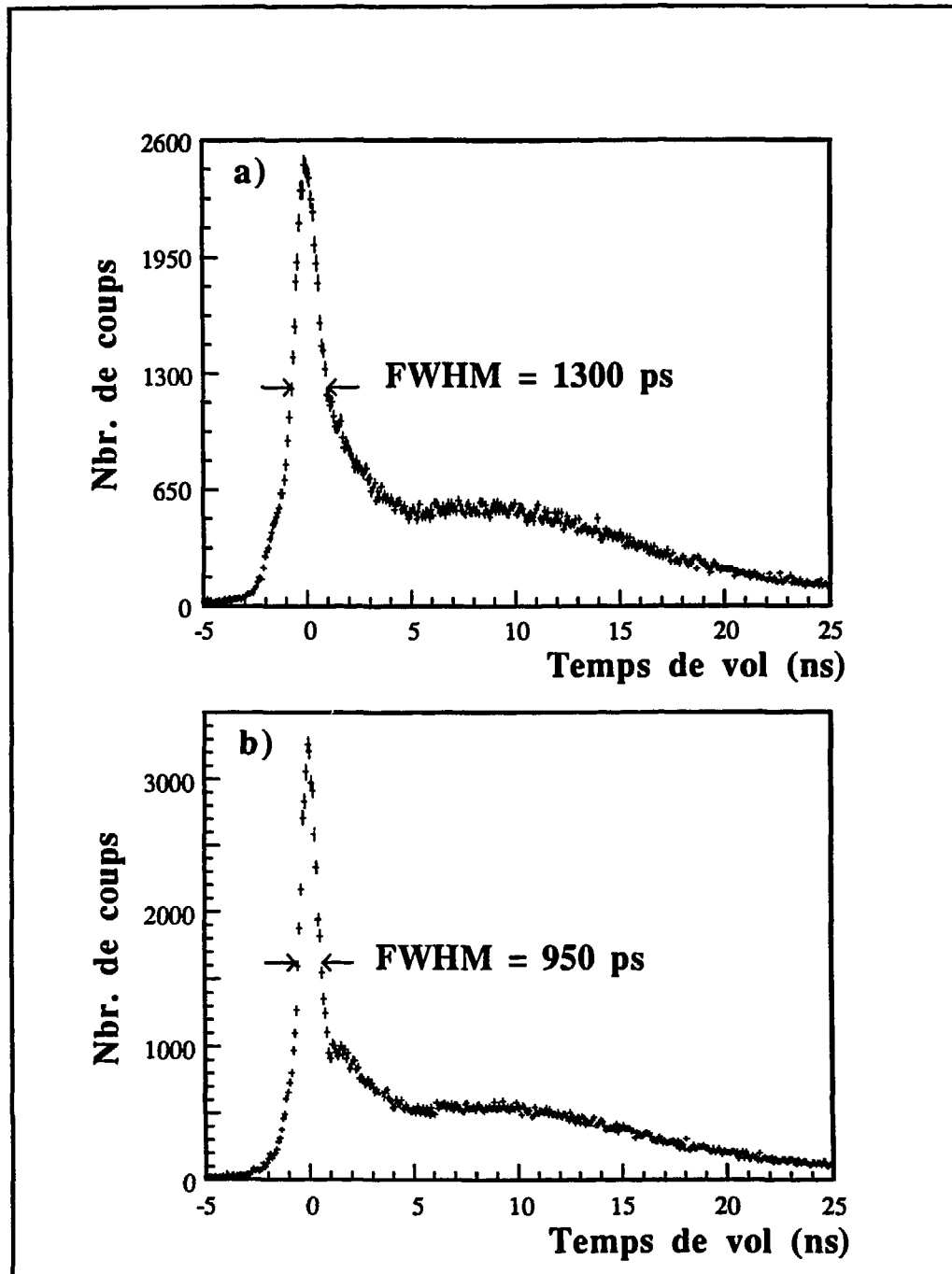


Fig. 21: Spectres de temps de vol a) mesuré par rapport à la HF du cyclotron et b) par rapport à T_0 .

calcul du temps corrigé : $t_1^c = t_i - T_0 + \text{cste}$

Retour au début avec $\Delta t = \frac{\Delta t}{2}$

Après deux itérations, la résolution des spectres en temps ainsi obtenus est améliorée, elle est de l'ordre de 1 ns (Fig. 21.b).

IV.3.3 Discrimination photon μ -cosmique

Les μ du rayonnement cosmique déposent une énergie de 6,6 MeV par cm de BaF₂ traversé. Dans nos spectres en énergie, ils apparaissent comme un pic à 40 MeV de 10 MeV de large.

Le déclenchement $M_{LED} \geq 2$ favorisait la détection des μ en coïncidence fortuite avec le faisceau. Pour les éliminer, nous avons le choix entre une soustraction d'un spectre cosmique et une sélection événement par événement. La deuxième option, incontournable pour l'identification de photons corrélés, introduit une coupure dans la sélection des événements. Pour la première méthode, il suffit de construire un spectre "cosmique" en sélectionnant les événements enregistrés hors de la présence du faisceau et de le soustraire du spectre de photons avec un facteur de normalisation approprié (Fig. 22).

L'élimination, événement par événement, de la contamination par les cosmiques est beaucoup plus critique. En effet, ces rayonnements sont détectés en grand nombre par coïncidence fortuite avec le faisceau. Nous avons adopté trois critères :

- puisque les photons sont produits dans une réaction nucléaire, on s'attend à ce que des hadrons soient produits simultanément en grand nombre. Nous avons ainsi imposé la présence en coïncidence avec les photons d'au moins deux hadrons (neutron ou proton);
- les μ cosmiques en pénétrant dans un bloc déposent généralement de l'énergie dans plusieurs détecteurs quasi-simultanément. Par conséquent nous avons exigé que les deux photons soient détectés dans deux blocs différents;
- les μ cosmiques peuvent également traverser plusieurs blocs. Nous avons donc éliminé les événements avec plus de trois particules de grande énergie.

Cette sélection s'avère très efficace, puisque plus de 99% des événements cosmiques peuvent être éliminés. Cependant elle introduit une coupure puisqu'elle favorise les réactions à faible paramètre d'impact [KWA88,BRA89,OST90].

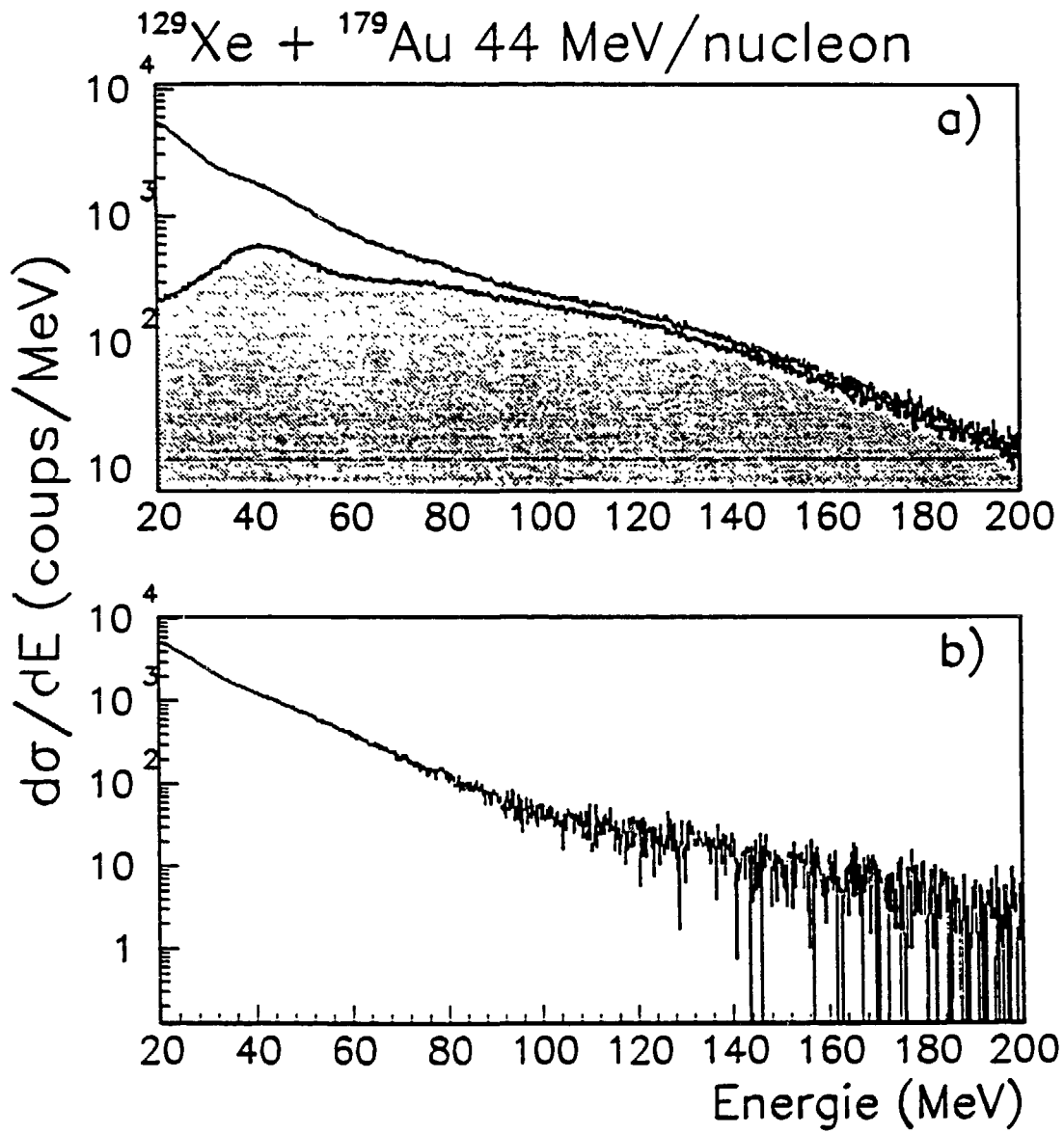


Fig. 22 : Spectres en énergie des photons mesurés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u avant a) et après b) suppression des cosmiques. Le spectre de rayonnement cosmique est montré en grisé en a).

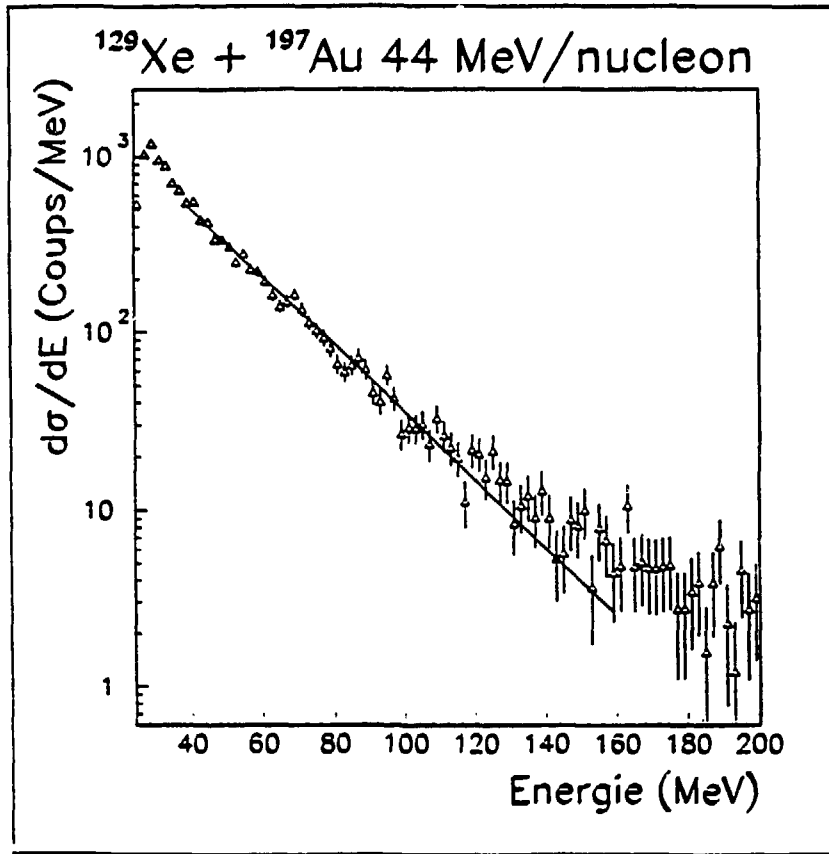


Fig. 23 : Spectre en énergie des photons mesuré dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u après élimination des cosmiques événement par événement..

Cet effet influe sur la pente du spectre inclusif des photons (Fig. 23). Cette sélection ne pourra par conséquent pas être appliquée pour l'analyse quantitative de l'émission des photons.

IV.3.4 Identification des π^0

A l'énergie de 44 MeV/u, les π^0 sont produits avec une section efficace voisine de celle attendue pour la production de deux photons du rayonnement de freinage [MET89]. Ils se désintègrent dans la cible en émettant deux photons d'énergie et d'angle relatif caractéristiques. Ils seront facilement identifiables dans la fonction de corrélation puisqu'ils se regrouperont autour de la masse au repos du π^0 , soit 135 MeV. Afin d'estimer l'importance de leur taux de production, nous avons construit le spectre de masse invariante des événements à deux photons:

$$M_{\text{inv}}^2 c^2 = \sqrt{2 E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos \theta_{\gamma_1 \gamma_2})} \quad (11)$$

Le résultat est représenté sur la figure 24.

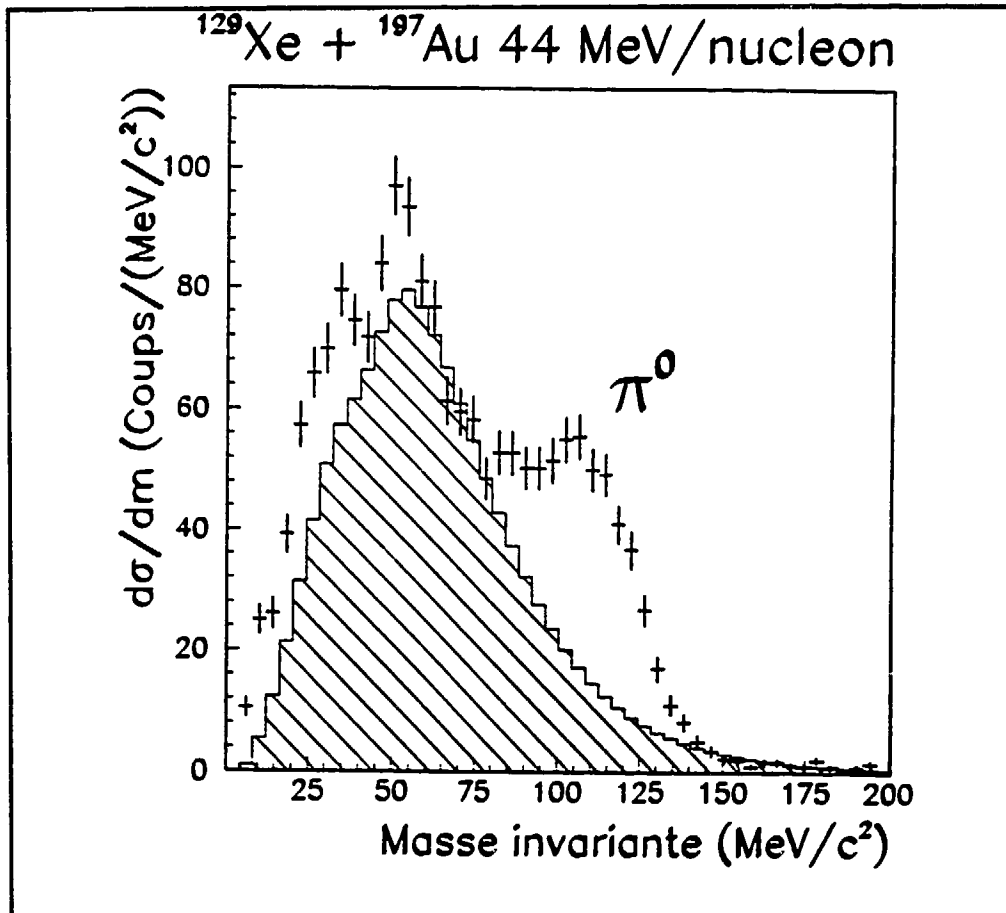


Fig.24 : Spectre de masse invariante des événements à deux photons mesurés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u. Le spectre hachuré est obtenu avec des paires de photons provenant d'événements différents.

Autour de la masse du π^0 est mis en évidence un surcroît d'intensité par rapport à un fond calculé en construisant des paires de photons provenant d'événements différents. L'énergie moyenne du pic est déplacée à 120 MeV du fait de la perte de collection par les faces avant et arrière des détecteurs. Cet effet est reproduit quantitativement par les simulations.

IV.3.5 Les événements physiques

Après l'identification des photons, on construit les événements dits physiques. Pour chaque photon détecté, on calcule son énergie et son moment. On construit ensuite l'énergie et la direction originelles des photons incidents. Pour cela on repère, par bloc, le détecteur ayant enregistré la plus grande énergie, et on l'identifie avec le point d'impact du photon incident. On reconstruit alors la gerbe électromagnétique de la façon suivante :

$$E_{\gamma} = E_M + \sum_{i=1}^6 E_{v(i)}$$

$$\vec{P}_{\gamma} = \vec{P}_M + \sum_{i=1}^{19} \vec{P}_{v(i)}$$

$$\theta = \text{Acos} \left(\frac{P_z}{P} \right)$$

$$\varphi = \text{Arctg} \left(\frac{P_y}{P_x} \right)$$

E_M : la plus grande énergie enregistrée.

$E_{v(i)}$: énergie enregistrée dans chaque détecteur des six premiers voisins.

On calcule également les multiplicités de protons et de neutrons associées.

IV.3.6 Normalisation Θ

La normalisation pour les différents angles a été obtenue par mesure et par simulation. Nous avons mesuré la distribution angulaire du γ de 1,836 MeV de la source d'Yttrium qui doit être isotrope dans le système de laboratoire. La source était placée à l'emplacement de la cible. Nous avons également calculé les angles solides couverts par chacun des détecteurs, en injectant dans la simulation un spectre de photons avec un paramètre de pente $E_0 = 12$ MeV et une distribution angulaire isotrope. Les facteurs de normalisation sont obtenus en calculant le nombre de photons d'énergie supérieure à 30 MeV détectés après convolution de la fonction de réponse du multidétecteur. Les deux normalisations sont identiques.

IV.3.7 Les résultats

Le spectre en énergie des photons est représenté sur la figure 25. On distingue trois composantes :

- à basse énergie ($E_{\gamma} \leq 25$ MeV), les photons thermiques émis lors de la désexcitation des fragments chauds formés dans la réaction;
- à haute énergie ($E_{\gamma} > 25$ MeV), le rayonnement de freinage;
- entre ~ 12 et ~ 20 MeV, les photons de la désexcitation des résonances géantes dipolaires excitées dans les fragments chauds.

Le spectre des photons du rayonnement de freinage est montré sur la figure 26. La production des photons décroît exponentiellement avec une pente $E_0 = 11.1 \pm 0.1$ MeV, valeur en accord avec celles mesurées dans des conditions

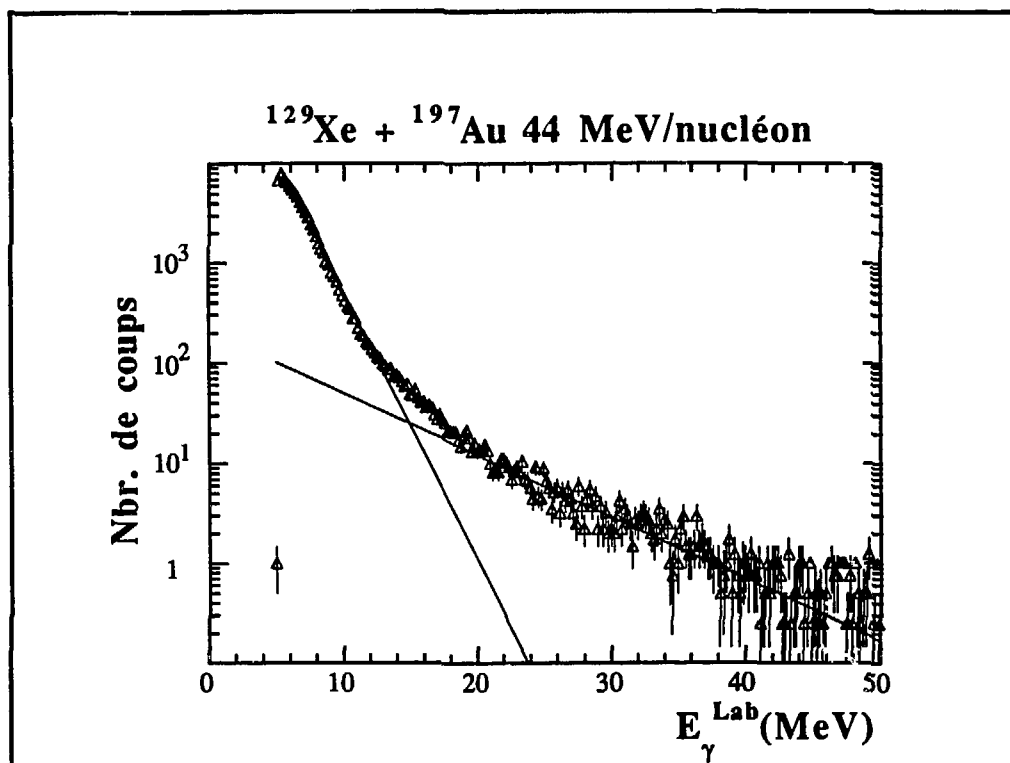


Fig. 25 : Spectre en énergie des photons mesuré avec le biais minimum ($M_{\gamma_{CCR}} \geq 1$) dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u.

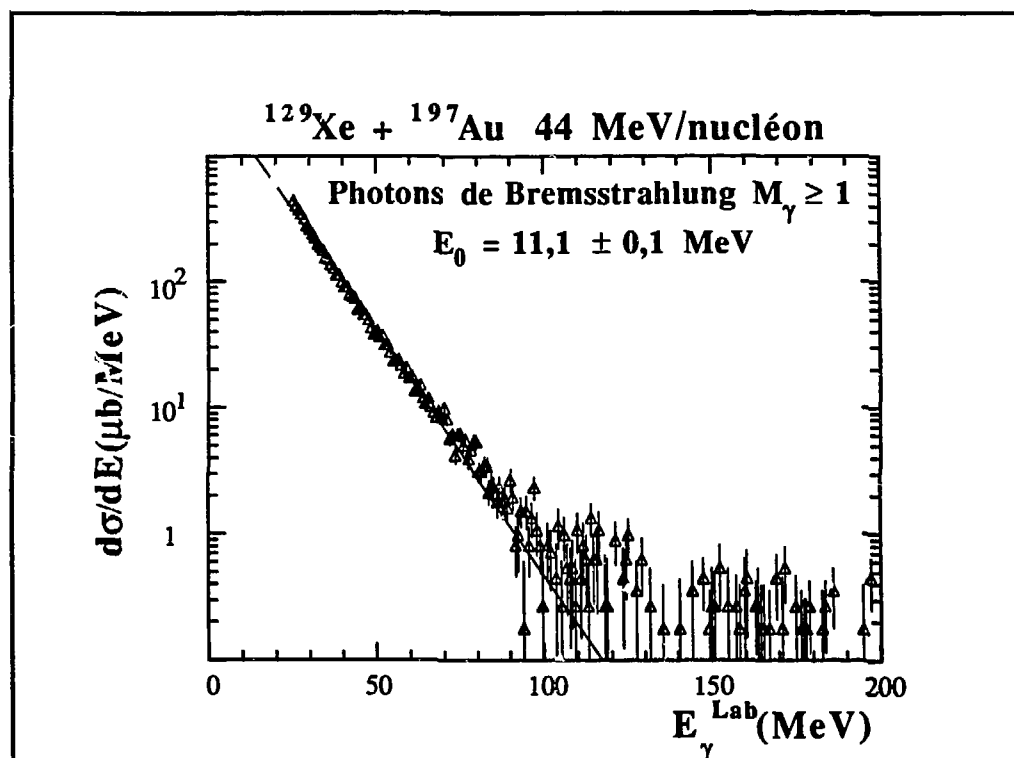


Fig. 26 : Spectre des photons d'énergie supérieure à 25 MeV mesuré dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u.

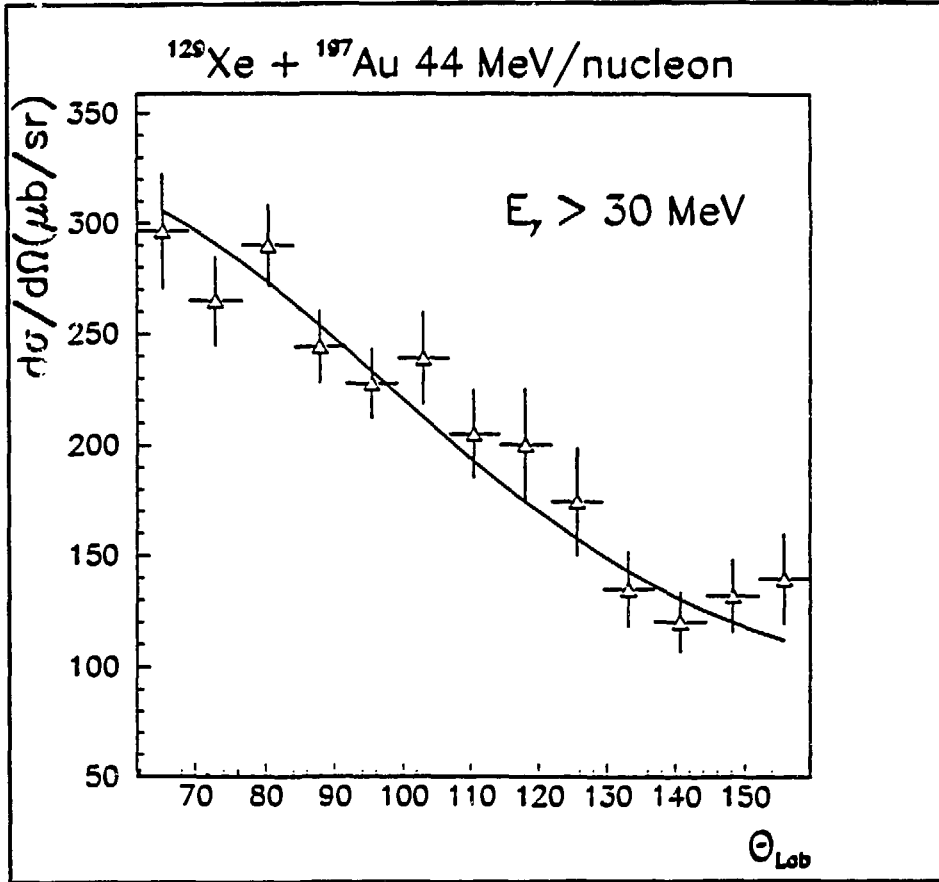


Fig. 27 : Distribution angulaire dans le système du laboratoire pour les photons d'énergie supérieure à 30 MeV mesurée dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u.

semblables [HIN87]. Cette valeur sous-estime légèrement la valeur réelle car les spectres n'ont pas été déconvolués de la fonction de réponse des détecteurs. Cette erreur est estimée dans notre cas à environ 1 MeV. La distribution angulaire, dans le référentiel du laboratoire, des photons d'énergie supérieure à 30 MeV est représentée dans la figure 27. La production aux différents angles a été corrigée par l'efficacité angulaire mesurée avec les sources. De plus les spectres ont été corrigés pour une efficacité des détecteurs égale à 69% du fait de la coupure à 30 MeV. Cette valeur a été déduite d'une simulation Monte-Carlo incluant la fonction de réponse des détecteurs.

Une fonction théorique a été ajustée aux spectres mesurés aux différents angles. Elle suppose que les photons sont émis à partir d'une source de vitesse $\beta_s (=v_s/c)$ et, dans un rapport α , de façon partiellement isotrope et partiellement dipolaire dans le

référentiel de la source. La forme de cette fonction préconisée dans la référence [KWA88] est la suivante:

La distribution dans le centre de masse n-n est :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE_\gamma d\Omega} \right)_{c.m.} = K \exp \left(- \frac{E_{c.m.}}{E_0} \right) \quad (12)$$

Par transformation de Lorentz on obtient dans le laboratoire:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \right)_{Lab} = \frac{K}{Z} \left(1 - \alpha + \alpha \frac{\sin^2 \theta_{Lab}}{Z^2} \right) \exp \left(- \frac{Z E_{Lab}}{E_0} \right) \quad (13)$$

avec les définitions suivantes:

$$Z = \Gamma (1 - \beta_s \cos \theta_{Lab}) \quad (14)$$

$$\Gamma = \left(1 - \beta_s^2 \right)^{-1/2} \quad (15)$$

$$\beta_s = \frac{v_s}{c} \quad (16)$$

Les valeurs ajustées des paramètres sont résumées dans le tableau 6.

K(μb/MeV-sr)	E ₀ (MeV)	α	β _s	σ _γ (μb) E _γ ≥ 30 MeV	P _γ × 10 ⁻⁵
304 ± 25	11,5 ± 0,3	0,3 ± 0,1	0,12 ± 0,04	2983 ± 370	3,2 ± 0,4

Tableau 6 : Paramètres de la relation 1 ajustés sur les distributions angulaires et en énergie des photons émis dans la réaction ¹²⁹Xe + ¹⁹⁷Au à 44 MeV/u.

A partir de la section efficace totale σ_γ, la probabilité P_γ d'émission d'un photon par collision neutron-proton a été déduite de la relation suivante [MET89]:

$$P_\gamma = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_R \langle N_{np} \rangle} \quad (17)$$

avec la section efficace de réaction [MET89]:

$$\sigma_R = 10\pi \left[1,16 \left(A_{cible}^{1/3} + A_{projectile}^{1/3} + 2,0 \right) \right]^2 \left(1 - \frac{V_c}{E} \right) = 6,2 \text{ barn} \quad (18)$$

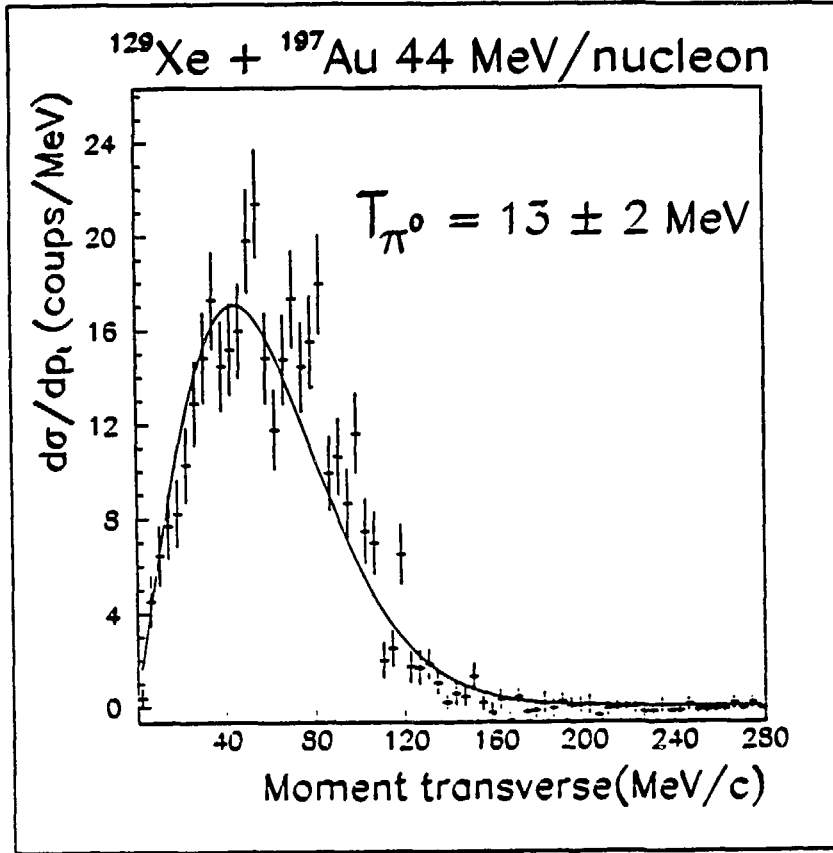


Fig. 28 : Spectre du moment transverse des π^0 détectés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u.

et le nombre de participants calculé dans le modèle géométrique proposé dans la référence [NIF85]:

$$\begin{aligned} \langle N_{pn} \rangle_b &\approx \frac{(N_{\text{projectile}} Z_{\text{cible}} + N_{\text{cible}} Z_{\text{projectile}}) (5A_{\text{cible}}^{2/3} - A_{\text{projectile}}^{2/3})}{5A_{\text{cible}} (A_{\text{cible}}^{1/3} + A_{\text{projectile}}^{1/3})^2} \\ &= 15,2 \end{aligned}$$

La valeur de P_γ est égale à $(3,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$. L'accord avec l'évolution systématique de P_γ de la figure 14 est satisfaisant.

De même, la valeur mesurée pour la vitesse de la source $\beta = 0,12$, comparée à la vitesse du centre de masse nucléon-nucléon $\beta = 0,153$, ainsi que la forme de la distribution angulaire (rapport d'anisotropie égal à 0,3) sont en accord avec les résultats trouvés dans la littérature (voir les compilations [NIF89] et [CAS90]). Remarquons néanmoins que le manque de mesures aux angles avant ne permet pas une bonne détermination de la vitesse de source dont la valeur mesurée est également compatible avec la vitesse du centre de masse noyau-noyau égale à $\beta_{NN} = 0,122$.

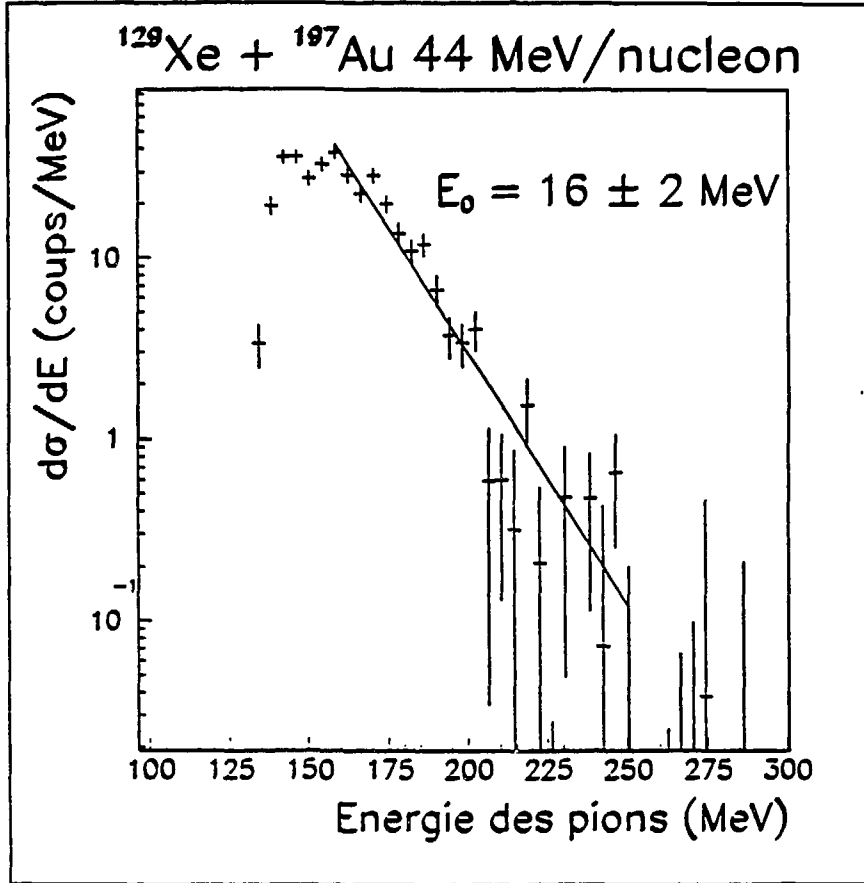


Fig. 29 : Spectre en énergie des mésons π^0 mesuré dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u.

La figure 28 montre la distribution en moment transverse des π^0 identifiés par calcul de la masse invariante.

Une distribution maxwellienne de la forme suivante:

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = p_{\perp} \sqrt{T} \sqrt{m_{\perp}} \exp\left(\frac{m_{\perp}}{T}\right) \quad (19)$$

$$m_{\perp} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + p_{\perp}^2} \quad (20)$$

a été ajustée au spectre expérimental et une température "pionique" de 13 ± 2 MeV a été déduite.

Le spectre en énergie des π^0 est présenté sur la figure 29. La production de ces mésons décroît exponentiellement avec une pente $E_0 = 16 \pm 2$ MeV.

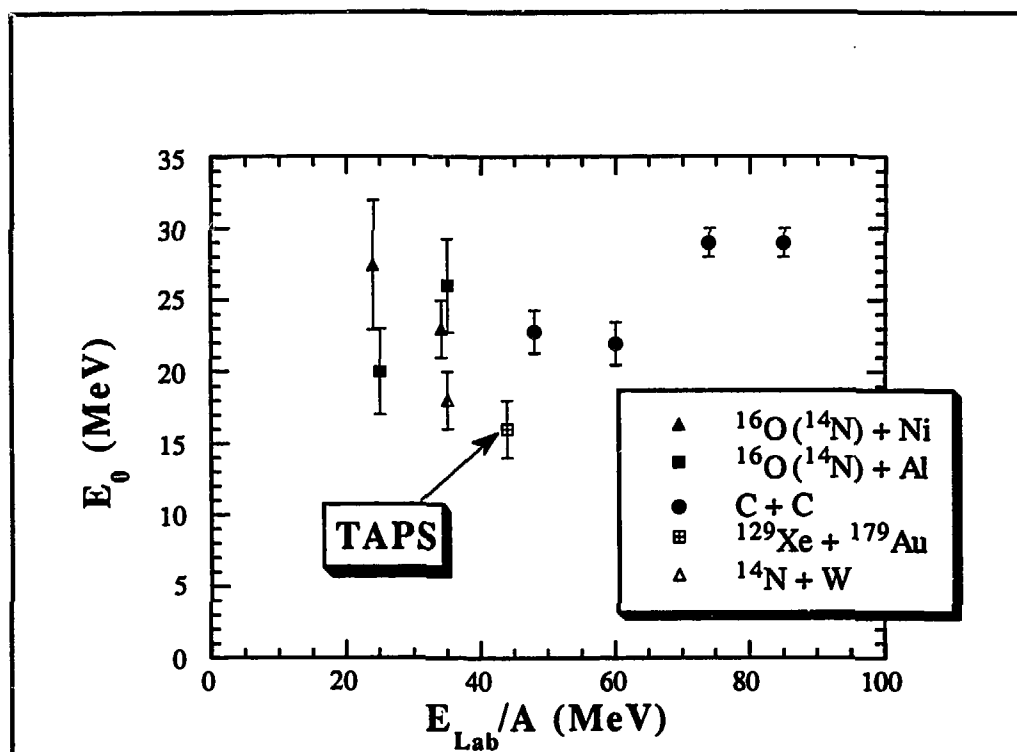


Fig. 30 : Variation du paramètre E_0 avec l'énergie du faisceau incident.

Ces caractéristiques d'émission des π^0 mesurées sont en accord avec la systématique [BRA87]. La variation de la pente E_0 , déterminée à partir des spectre en énergie des π^0 , avec l'énergie du faisceau incident est présentée sur la figure 30.

75/76

CONCLUSION

CONCLUSION

Le multidétecteur TAPS est né au sein d'une importante collaboration européenne. Dans le souci de rentabiliser au mieux l'investissement consenti par quatre laboratoires, il a été conçu pour être utilisé auprès d'accélérateurs aussi différents que le GANIL, le SIS, MAMIB et bientôt AGOR. Nous avons décrit dans ce travail, les éléments de base du multidétecteur, les raisons qui ont motivé le choix du BaF₂ et les performances que nous espérions. Les autres éléments, indissociables du multidétecteur, tels que ses systèmes d'électronique et d'acquisition des données, et le système de contrôle par laser ont été succinctement décrits. Les différences en performances des accélérateurs GANIL, SIS et MAMIB ainsi que les objectifs de physique imposent des choix souvent incompatibles pour la géométrie du multidétecteur. Nous avons ainsi longuement expliqué les buts recherchés en choisissant l'assemblage de TAPS par blocs de 19 BaF₂ et en avons longuement étudié les performances à l'aide de simulations Monte-Carlo aussi proches de la réalité que possible. Pour les besoins du GANIL nous avons également été amenés à concevoir et réaliser un détecteur de particules chargées permettant une identification en ligne des particules neutres.

Nous avons décrit l'installation de TAPS auprès du spectrographe magnétique du GANIL, SPEG.

Nous avons décrit l'analyse d'une des premières expériences avec TAPS au GANIL. Elle nous a servi en quelque sorte de "calibrage" du multidétecteur et surtout à nous familiariser avec les données obtenues avec un tel détecteur. Nous avons ainsi défini une méthode de dépouillement qui servira aux expériences futures.

Les résultats obtenus jusqu'à présent sont très encourageants puisque, pour la première fois en physique nucléaire, un effet d'interférence d'intensité avec des photons a été observé. Ils démontrent surtout que TAPS est tout à fait capable de détecter sans ambiguïté les photons et ce, malgré l'intense bruit hadronique et cosmique. Ainsi nous avons montré que des événements aussi rares que ceux de la production de π^0 (quelques μb) peuvent être observés grâce à TAPS. Ce succès est confirmé par un autre succès, cette fois-ci au SIS où des mésons η ont pu être identifiés avec TAPS.

Les performances de TAPS corroborées par ces premiers résultats ont d'ores et déjà suscité de nouvelles propositions d'expériences qui donnent l'occasion à TAPS et à la collaboration de démontrer sa facilité d'adaptation à des conditions expérimentales variées et sa grande efficacité.

ANNEXE I

TAPS. Electronique et Informatique associées

A.I.1 Electronique de chaque détecteur

A.I.1.1 BaF₂.

Le scintillateur BaF₂ émet deux composantes dans l'ultra-violet ($\lambda = 220$ nm pour la composante rapide et $\lambda = 310$ nm pour la composante lente), ce qui nécessite l'utilisation de photomultiplicateurs équipés d'une fenêtre en quartz. Après de multiples tests, le photomultiplicateur R2059-01 construit par Hamamatsu a été retenu. C'est un tube à 12 étages avec une fenêtre en quartz de 2 pouces de diamètre. Il a été choisi pour son excellente résolution en temps ($\Delta t = 150$ ps) et sa très bonne linéarité. Le spectre en énergie des photons émis par une source radioactive ⁶⁰Co ($E_\gamma = 1,33$ MeV), mesuré avec un BaF₂ de faibles dimensions présente un rapport pic sur vallée de 2,1.

A.I.1.2 Veto.

Pour le détecteur de particules chargées, le photomultiplicateur choisi est le XP 2972 fabriqué par Philips. C'est un tube à 10 étages avec une fenêtre en verre de 23 mm de diamètre. Ce phototube a une bonne sensibilité (nécessaire car les protons de haute énergie produisent peu de lumière dans les détecteurs minces). Ses performances en temps sont satisfaisantes (temps de montée de 2,1 ns).

A.I.2 Principe d'acquisition

Le système d'acquisition du multidétecteur TAPS est formé de trois sous-ensembles (Fig. AI.1). Le premier comprend les modules de prise de temps, les modules de déclenchements et les codeurs. Le second sous-ensemble est un châssis VME avec plusieurs processeurs (CPU) pour le contrôle et la lecture des châssis CAMAC. Enfin une station de travail VAX 3200 se charge de l'écriture des données sur bande magnétique et de l'analyse en ligne. Plusieurs stations de travail supplémentaires peuvent être raccordées en "cluster" et procéder à des analyses en ligne particulières.

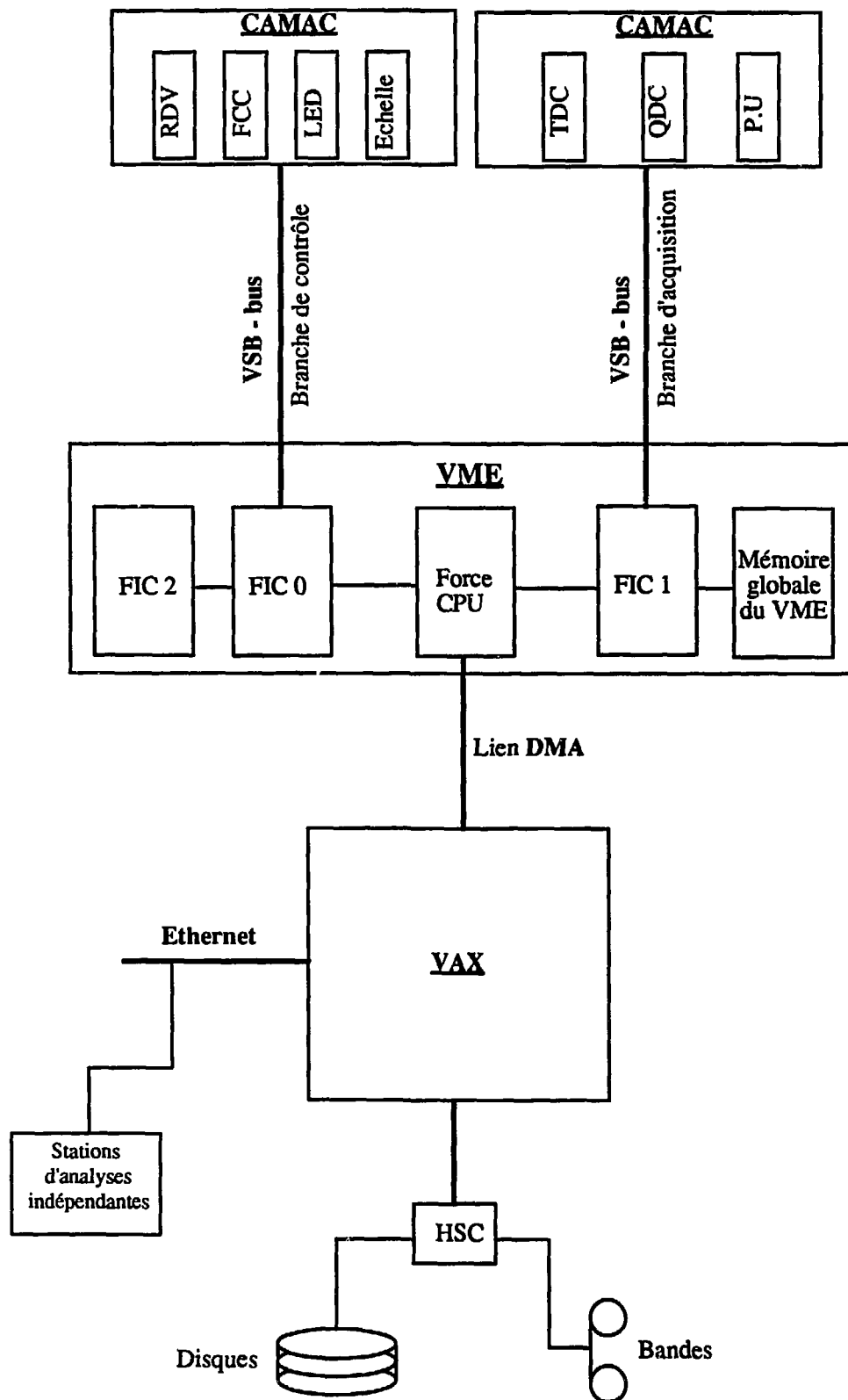


Fig. A1.1 : Schéma d'acquisition du multidétecteur TAPS.

A.I.2.1 Les châssis CAMAC et NIM.

Les châssis NIM contiennent les modules servant à la construction du déclenchement. Les châssis CAMAC sont distribués sur deux branches séparées. La première sert de contrôle. Elle inclut les châssis CAMAC des modules FCC8, LED, RDV, les échelles de comptage ainsi que la carte de contrôle de la haute tension. La seconde branche sert à l'acquisition. On y trouve les châssis des codeurs, les TDC, les QDC et les configureurs.

A.I.2.2 VME.

Le châssis VME contient quatre processeurs 68020 et une carte mémoire, servant au traitement en parallèle des données. Trois de ces processeurs sont assignés à une tâche bien précise, le quatrième joue le rôle du maître et contrôle l'ensemble des CPU. Deux des processeurs sont utilisés pour le contrôle des deux branches CAMAC. Le FIC0 est associé à la branche de contrôle. Il permet, entre autres, d'ajuster la haute tension sur les photomultiplicateurs, les seuils des discriminateurs, les largeurs et les retards des portes générées par le RDV. Le FIC1 est associé à la branche d'acquisition. A chaque événement il lit les configureurs pour identifier les détecteurs touchés et les codeurs TDC et QDC correspondants. Cette information est stockée dans la mémoire globale du bus VME. Les processeurs FIC contrôlent les châssis CAMAC via un bus VSB. Le troisième processeur FIC2 est chargé des analyses en ligne. Il communique avec le FIC1 via la mémoire globale. Le processeur FORCE est le maître du bus VME; il contrôle le lien DMA entre le VAX et le VME.

A.I.2.3 Le VAX.

Le VAX contrôle le bus VME et par conséquent toute l'acquisition des données. Les deux programmes principaux sont le programme de transport des données (GOOSY) et le programme de contrôle de TAPS. Le programme de transport lit les tampons d'événements en provenance du VME, via la liaison DMA, puis les envoie aux lecteurs de bandes magnétiques et aux autres postes de travail où sont effectuées des analyses en ligne totalement indépendantes. Les tâches d'analyse en ligne sont à la charge de stations VS3100 reliées en "cluster" et recevant les tampons d'événements par le réseau DECNET. Le programme de contrôle de TAPS permet de superviser toute l'acquisition des données et d'envoyer des commandes aux différents modules.

ANNEXE II

Eléments et principe d'utilisation de GEANT3

A.II.1. Principe

GEANT3 est un programme de calcul complet qui permet de décrire un grand nombre de détecteurs et de simuler leurs réponses. C'est un logiciel du CERN qui peut être obtenu sous forme de trois fichiers Patchy : GEANT3, GEANG3 et GEANX3. Ce logiciel a été testé sur Apollo/Unix, IBM/MVS et VAX/VMS.

Ces principales applications sont :

- le suivi des particules le long d'un dispositif expérimental et la simulation de la réponse des détecteurs;
- la représentation graphique des détecteurs et des trajectoires des particules.

En vue de ces applications, GEANT3 permet :

- de définir le dispositif expérimental qui est décrit par un certain nombre de "VOLUMES". A chaque volume, l'utilisateur associe un numéro de "MILIEU"; des volumes différents peuvent avoir le même numéro de milieu. Un "MILIEU" est défini par un certain nombre de paramètres qui caractérisent le matériau qui le constitue;
- de créer les événements à l'aide d'un générateur standard de type Monte-Carlo;
- d'enregistrer les trajectoires des particules et les réponses des détecteurs;
- de visualiser interactivement les détecteurs et les trajectoires des particules.

Un programme de simulation utilisant GEANT3 est constitué de trois sections. Dans chaque section, il fait appel à un certain nombre de sous-programmes (par convention, les sous-programmes qui commencent par GU sont ceux où l'utilisateur intervient en mettant son propre code) :

*** Initialisation**

Cette section fait appel à un certain nombre de procédures dont la plus part sont des procédures standards de GEANT3 :

- GZEBRA alloue la mémoire dynamique pour ZEBRA;

- HLIMIT alloue la mémoire dynamique pour HBOOK;
- GINIT initialise les variables contenues dans les blocs de COMMON avec les valeurs par défaut;
- GFFGO lit les informations appelées “cartes de données” qui contrôlent le déroulement du programme. Il permet aussi de les modifier ou d’en ajouter des nouvelles;
- GZINIT initialise la mémoire dynamique dans ZEBRA.
- GDINIT initialise l’interface responsable de la représentation graphique;
- GPART crée la structure de données JPART où 48 particules standards sont définies;
- GMATE crée la structure de données JMATE constituée de 16 matériaux prédéfinis, dits standards;
- La partie de code utilisateur, où sont définies les particules et les matériaux non standards, la géométrie du dispositif expérimental et les éléments dits “actifs” de ce dispositif (les détecteurs);
- GPHYSI calcule les tables de pertes d’énergie et les sections efficaces puis les sauvegarde dans la structure de données JMATE.

* Traitement d’événements

Cette section est déclenchée en faisant appel au sous-programme GRUN qui, pour chaque événement, fait appel aux modules suivants :

- GTRIGI remet tous les compteurs responsables du traitement de l’événement à zéro et crée une structure JHEAD pour sauvegarder les données concernant l’événement courant;
- GTRIG traite l’événement;
- GTRIGC libère la partie de la mémoire dynamique utilisée par cet événement.

En mode d’exécution, non interactif, par lots, GRUN vérifie, après chaque événement et par l’intermédiaire de la procédure TIMEX, s’il reste suffisamment de temps machine pour traiter un événement supplémentaire.

Examinons plus en détail les procédures auxquelles GTRIG fait appel:

- GUKINE crée les structures de données JVERTX et JKINE qui décrivent la cinématique de l’événement courant. Cette cinématique est définie par l’utilisateur;
- GUTREV suit les particules incidentes à travers le dispositif expérimental. Elles sont traitées une par une. Quand un détecteur (VOLUME “actif”) est touché,

l'utilisateur peut mettre les informations qui l'intéressent (énergie, parcours, temps de vol) dans la structure de données JHITS.

Dans le cas où des particules secondaires sont créées, elles seront traitées avant de passer à la particule incidente suivante;

- GUSTEP contrôle pas à pas le passage des particules dans les différents milieux. La longueur de ces pas dépend de la nature de chaque milieu. Les informations contenues dans les blocs de COMMON permettent à l'utilisateur de prendre les décisions appropriées;
- GUDIGI donne accès aux informations contenus dans la structure de données JHITS. Elle conserve l'histoire de la réponse du détecteur pour un événement complet. Les résultats sont mis dans la structure JDIGI.

* Clôture

Elle est réalisée par la procédure GLAST qui calcule puis imprime des informations statistiques comme le temps de calcul nécessaire pour traiter un événement, etc....

A.II.2. Définition des milieux et des matériaux utilisés

Le dispositif expérimental est défini par un ensemble de volumes. L'utilisateur associe à chaque volume un milieu qui est caractérisé par un ensemble de paramètres, dont le matériau qui constitue le volume.

La procédure GMATE crée une table de 16 matériaux standards qui est stockée dans la structure de données JMATE. Pour chaque matériau, GMATE fait appel à GSMATE. L'utilisateur peut ajouter d'autres matériaux par l'intermédiaire de GSMATE :

CALL GSMATE(IMATE,NAMATE,A,Z,DENS,RADL,ABSL,UBUF,NWBUF)

IMATE	numéro du matériau.
NAMATE	son nom.
A	masse atomique.
Z	numéro atomique.
DENS	densité.
RADL	longueur de radiation.
ABSL	longueur d'absorption.
UBUF	tableau de NWBUF paramètres supplémentaires définis par l'utilisateur.

Les matériaux composés par un ensemble de matériaux simples peuvent aussi être définis en faisant appel à la routine GSMIXT :

CALL GSMIXT(IMATE,NAMATE,A,Z,DENS,NLMAT,WMAT)

IMATE le numéro du matériau composé.
 NAMATE son nom.
 A tableau contenant les masses atomiques.
 Z tableau des numéros atomiques.
 DENS densité.
 NLMAT nombre de matériaux de base.
 WMAT tableau contenant le nombre d'atomes de chaque constituant si NLMAT est précédé d'un signe moins, sinon il contient les proportions massiques.

Le fluorure de baryum est défini de la manière suivante :

DATA A_BaF2/137.,19./ ! A(Ba)=137 A(F)=19 Masse atomique
 DATA Z_BaF2/56.,9./ ! Z(Ba)=56 Z(F)=9 Numéro atomique
 DATA N_BaF2/1.,2./ ! N(Ba)=1 N(F)=2 Nombre d'atomes
 CALL GSMIXT(1,'BAF2\$',A_BaF2,Z_BaF2,4.88,-2,N_BaF2)

Après avoir créé tous les matériaux nécessaires pour le dispositif, les milieux sont définis à l'aide de la procédure suivante :

CALL GSTMED(ITMED,NATMED,NMAT,ISVOL,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,
 DMAXMS,DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,NWBUF)

ITMED numéro du milieu.
 NATMED son nom.
 NMAT numéro du matériau correspondant.
 ISVOL 0 si le milieu n'est pas actif.
 IFIELD 0 en l'absence de champ magnétique.
 FIELDM valeur maximale du champ magnétique.
 TMAXFD déviation angulaire maximale due au champ et autorisée par pas.
 DMAXMS déplacement maximal dû aux diffusions multiples par pas.
 DEEMAX fraction maximale d'énergie perdue par pas.
 EPSIL précision sur le pas.
 STMIN pas minimal dû à une perte d'énergie ou à des diffusions multiples.
 UBUF tableau de NWBUF paramètres supplémentaires.

Le milieu BaF₂ est défini comme suit :

```
CALL GSTMED( 5,'Detecteur BaF2$',1,1,0,0,0,0.1,0.01,0.1,0.5,0,0 )
```

A.II.3. Les particules incidentes

La procédure GPART crée une table de 48 particules standards. Les constantes caractéristiques de ces particules, leurs modes de décroissance et les taux de branchements de ces modes, sont contenus dans la structure de données JPART.

GPART fait appel, pour chaque particule, à la procédure GSPART. Cette procédure permet aussi à l'utilisateur de définir d'autres particules:

```
CALL GSPART(IPART,NAPART,ITRTYP,AMASS,CHARGE,TLIFE,UB,NWB)
```

IPART	numéro de la particule.
NAPART	son nom.
ITRTYP	type de sous-programme qui va traiter cette particule.
AMASS	sa masse.
CHARGE	sa charge.
TLIFE	son temps de vie.
UB	tableau de NWB paramètres supplémentaires.

A.II.4. Définition de la géométrie

L'interface de description géométrique de GEANT3 permet de définir les multidétecteurs les plus compliqués à partir d'un ensemble de volumes simples. Ces volumes sont créés à partir de 13 formes géométriques de base connues par GEANT3 par l'appel suivant :

```
CALL GSVOLU(NAME,SHAPE,NMED,PAR,NPAR,IVOLU)
```

NAME	nom du volume.
SHAPE	nom de la forme géométrique de base.
NMED	numéro du milieu.
PAR	tableau contenant les paramètres caractéristiques de la forme.
NPAR	nombre de ces paramètres.
IVOLU	code de retour (IVOLU ≤ 0 en cas d'erreur).

- le volume appelé "HEXA" créé à partir de la forme géométrique "PGON" et qui représente la partie hexagonale du détecteur;

```
DATA HEXAPAR/ 0., 360., 6, 2, -11.25, 0., 2.95, 11.25, 0., 2.95/
CALL GSVOLU( 'HEXA', 'PGON', 5, HEXAPAR, 10, IVOLU)
```

- le volume appelé "QUEU", créé à partir de la forme "TUBE", représente la queue cylindrique du cristal.

```
DATA QUEUPAR/ 0., 2.7, 1.25/
CALL GSVOLU( 'QUEU', 'TUBE', 5, QUEUPAR, 3, IVOLU)
```

Ces deux volumes sont associés au milieu numéro 5 qui est le scintillateur BaF₂. Deux autres volumes sont créés. Ils sont associés à un milieu inactif qui porte le numéro 3. Ces deux volumes jouent un rôle du support pour les éléments actifs "HEXA" et "QUEU":

- le volume appelé "MODU" est créé à partir de la forme géométrique "PGON". Il reçoit les deux volumes "HEXA" et "QUEU" formant ainsi un module TAPS complet;

```
DATA MODUPAR/ 0., 360., 6, 2, -12.5, 0., 2.95, 12.5, 0., 2.95/
CALL GSVOLU( 'MODU', 'PGON', 3, MODUPAR, 10, IVOLU)
```

- le volume "NACL" est un cylindre qui représente les nacelles du multidétecteur TAPS. Il contient 19 volumes "MODU" (Fig. AII.1);

```
DATA NACLPAR/ 0., 15.5, 13.6/
CALL GSVOLU( 'NACL', 'TUBE', 3, NACLPAR, 3, IVOLU)
```

Les volumes ainsi définis seront placés les uns à l'intérieur des autres pour former le dispositif expérimental. Le volume à placer est le volume fils et celui qui le reçoit est le volume mère (Fig. AII.2). Le positionnement s'effectue à l'aide de la procédure suivante:

```
CALL GSPOS(NAME,NR,MOTHER,X,Y,Z,IROT,KONLY)
```

NAME	nom du volume à placer.
NR	numéro de la copie du volume NAME qui sera placé.
MOTHER	nom du volume mère où il sera placé.
X,Y,Z	position de ce volume dans le référentiel du volume mère.
IROT	numéro de la matrice de rotation décrivant l'orientation du volume par rapport au référentiel du volume mère. Elle est définie par la procédure GSROTM.

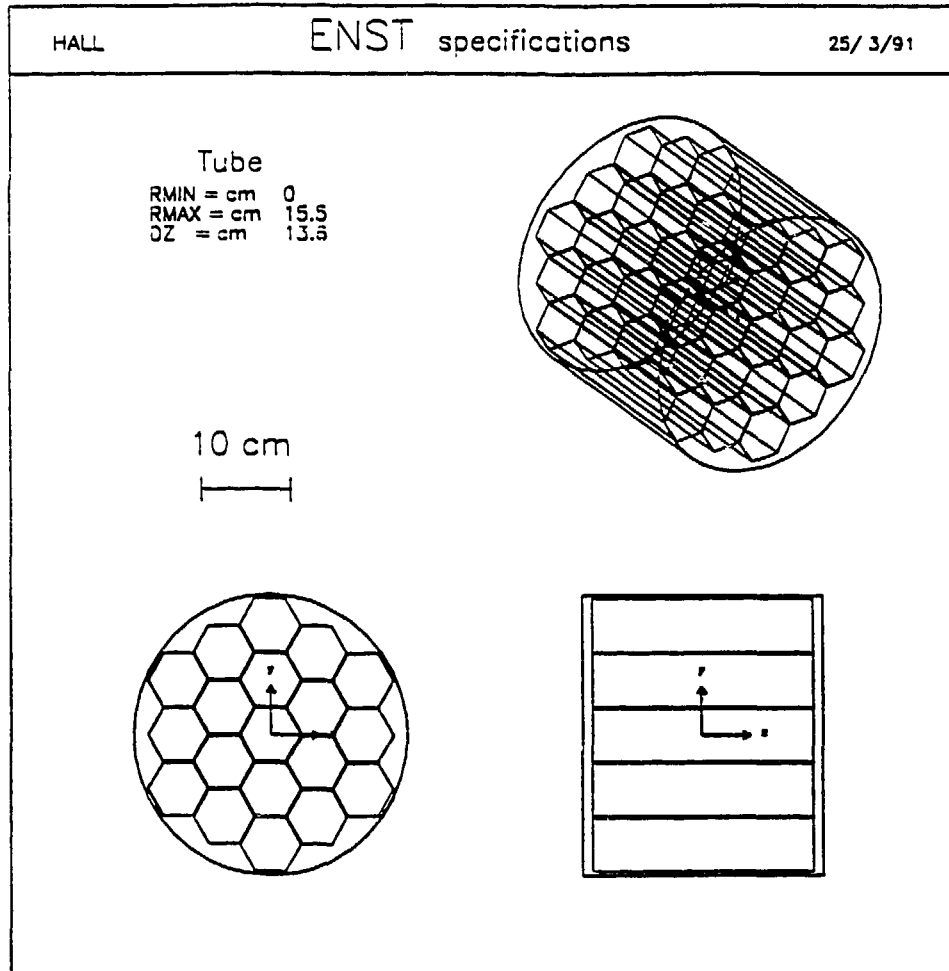


Fig. AII.1 : Vue d'une nacelle du multidétecteur TAPS comme elle est définie dans GEANT3.

KONLY définit la manière avec laquelle se fera la recherche des différents volumes, selon qu'elle prenne la valeur "ONLY" ou la valeur "MANY".

Pour positionner le multidétecteur TAPS avec la configuration de 20 nacelles, soit 380 détecteurs BaF₂, nous avons procédé de la manière suivante:

- premièrement les volumes "HEXA" et "QUEU" sont placés dans le volume "MODU" pour former le détecteur BaF₂;

```
CALL GSPOS( 'HEXA', 1, 'MODU', 0., 0., -1.25, 100, 'ONLY')
```

```
CALL GSPOS( 'QUEU', 1, 'MODU', 0., 0., 11.25, 100, 'ONLY')
```

la matrice de rotation correspondante est définie par :

```
CALL GSROTM( 100, 90., 0., 90., 90., 0., 0.)
```

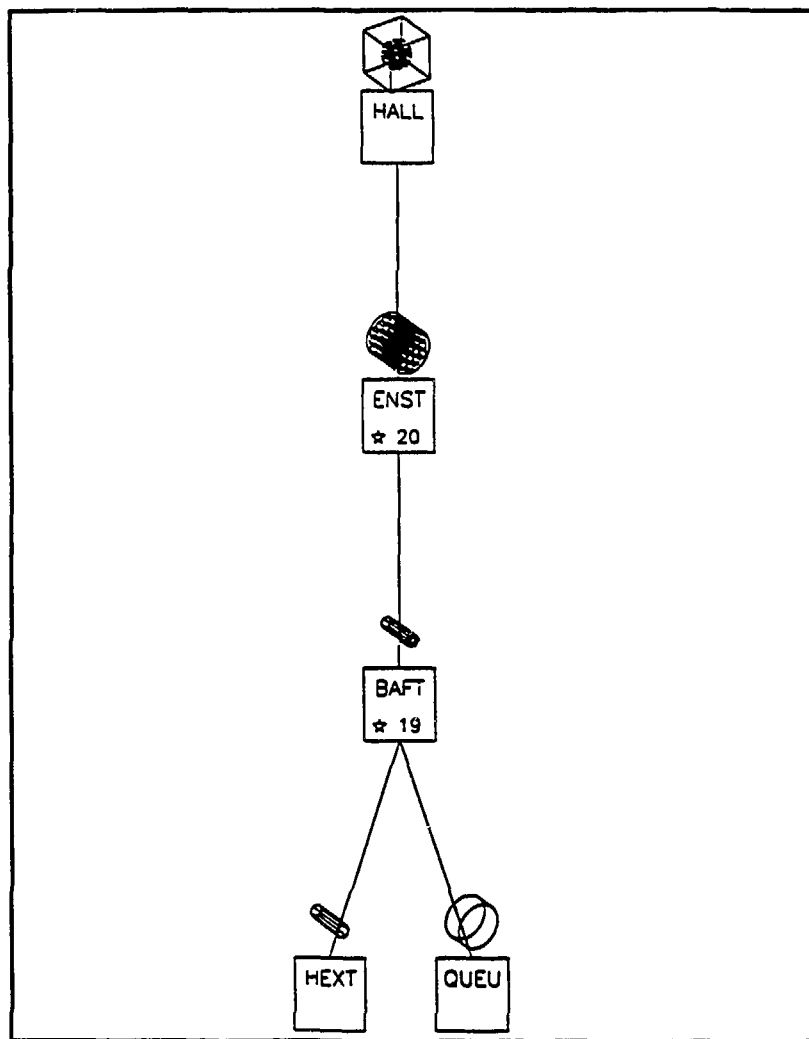


Fig. AII.2 :Structure de la géométrie du multidétecteur TAPS définie dans GEANT3.

•deuxièmement une nacelle est formée en mettant 19 volumes "MODU" à l'intérieur du volume "NACL";

```
CALL GSPOS( 'MODU', 1,'NACL', 0., 0., 0., 100, 'ONLY')
```

jusqu'à

```
CALL GSPOS( 'MODU', 19,'NACL', 10.48, 6.05, 0., 100, 'ONLY')
```

•enfin il suffit de placer les 20 nacelles à l'endroit voulu.

```
CALL GSPOS( 'NACL', 1 ,'HALL', -19.4, 26.8, -43.3, 1 , 'ONLY')
```

jusqu'à

```
CALL GSPOS( 'NACL', 20,'HALL', 0., 33.1, 43.3, 20 , 'ONLY')
```


A.II.5. La cinématique

L'envoi des particules sur les détecteurs se fait en deux étapes :

- Premièrement il faut définir la source émettrice de ces particules par la procédure GSVERT.

CALL GSVERT(VERT,NTBEAM,NTTARG,UBUF,NUBUF,NVTX)

VERT	tableau contenant les positions x, y et z de la source.
NTBEAM	numéro du faisceau (= 0 s'il n'y a pas de faisceau).
NTTARG	numéro de la cible.
UBUF	tableau de NUBUF paramètres supplémentaires.
NVTX	numéro de la source ainsi définie (= 0 en cas d'erreur).

- Deuxièmement, il faut définir les paramètres cinématiques des particules envoyées avec la procédure GSKINE.

CALL GSKINE(PLAB,IPART,NV,UBUF,NUBUF,NT)

PLAB	les composantes Px, Py et Pz du moment angulaire.
IPART	type de la particule.
NV	numéro de la source.
UBUF	tableau de NUBUF paramètres supplémentaires.
NT	numéro de cette trajectoire (= 0 en cas d'erreur).

BIBLIOGRAPHIE

- [ALK71] O. C. Allkofer, K. Carstensen, W. D. Dau
The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level.
Phys. Letters **31 B** (1970) 606.
- [BAT70] G. Bathow et al
Nucl. Phys. **B20**, 592 (1970).
- [BOO90] A. L. Boonstra et al
Optical gain monitoring and calibration system for TAPS,
TAPS-Report 12, April 1990.
- [BRA87] P. Braun-Munzinger and J. Stachel
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 97
- [CAS90] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel, K. Niita
Physics Reports **188** (1990) 363.
- [DAH] O.I. Dahl, communication privée
- [DRO85] A. Drouet
Thèse de l'Université de Caen (1985).
- [GEA87] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zancarini
GEANT User's Guide, CERN DD/EE/84-1, September 1987.
- [HIN87] R. Hingmann, W. Kühn, V. Metag, R. Mühlhans, R. Novotny,
A. Ruckelshause, W. Cassing, H. Emling, R. Kulessa,
H.J. Wollersheim, B. Haas, J.P. Vivien, A. Boullay,
H. Delagrangé, H. Doubre, C. Grégoire, Y. Schutz
Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 759.

- [KWA88] M. Kwato Njock
Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1988).
- [LAV83] N. Laval et al.
Barium fluoride-inorganic scintillator for subnanosecond timing,
Nucl. Instr. and Meth. **206**, 169 (1983).
- [MET89] V. Metag
lecture course given at the International School of Physics, Varenna,
Italy, 1989.
- [NEL66] W.R. Nelson, T.M. Jenkins, R.C. McCall, and J.K. Cobb
Phys. Rev. **149**, 201 (1966).
- [NIF85]. H. Nifenecker, J.P. Bondorf
Nucl. Phys. A **442** (1985) 478.
- [NIF89] H. Nifenecker, J.A. Pinston
Prog. Part. Phys. **23** (1989) 271.
- [NOV87] R. Novotny et al.
Detection of hard photons with BaF_2 -scintillators
Nucl. Instr. and Meth. A **262** (1987) 340.
- [OST90] R. Ostendorf, Y. Schutz
CORINNE 90, Editor D. Ardouin, published by World Scientific
- [PRA86] M. Prakash, P. Braun-munzinger, J. Stachel
Phys. Rev. C **33** (1986) 937.
- [TEC87] Technical Proposal For A Two Arm Photon Spectrometer (TAPS)
GSI-Report 19, Nov. 1987
- [VAS85] D. Vasak, B. Müller, W. Greiner
J. Phys. G **11** (1985) 1309.

Résumé

L'étude de la production multiple de photons énergétiques provenant de l'interaction entre ions lourds ou de la désintégration de méson π^0 et η produits dans ces interactions est une méthode originale devant mener à une meilleure compréhension des mécanismes induits dans ces interactions ainsi qu'à une meilleure connaissance des propriétés de la matière nucléaire. Le multidétecteur 4π TAPS se place dans ces perspectives. Il résulte d'une collaboration internationale regroupant plusieurs laboratoires européens et il est prévu de l'utiliser auprès de plusieurs accélérateurs d'ions lourds couvrant une large gamme d'énergie (10 MeV/u - 2 GeV/u). Dans la première partie de ce mémoire, qui en comporte quatre, nous avons présenté les éléments qui ont amené à la conception du détecteur, la description des différents éléments du dispositif expérimental et les raisons qui ont motivé le choix du BaF_2 . La seconde partie est consacrée à la description de la configuration géométrique du multidétecteur TAPS adoptée au GANIL. Une description des autres éléments du multidétecteur tels l'électronique, le système d'acquisition et le système de contrôle par laser est également donnée. Nous avons décrit dans la troisième partie l'important travail de simulation utilisant le logiciel GEANT3. Ces simulations sont nécessaires pour mieux connaître les performances et les limitations d'un tel détecteur, et d'en optimiser la configuration géométrique. La dernière partie est consacrée au dépouillement de l'expérience $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u. Il s'agit de la première expérience utilisant TAPS au GANIL. Elle nous a permis de mettre au point les méthodes d'analyses qui seront utilisées dans les expériences futures. Les résultats obtenus sont très encourageants. Ils démontrent que TAPS est tout à fait capable de détecter sans ambiguïté les photons, et ce malgré l'intense bruit hadronique et cosmique. Ainsi nous avons montré que des événements aussi rares que ceux de la production des π^0 peuvent être observés grâce à TAPS.

Abstract

The study of the hard photons production originating in heavy ion collisions from bremsstrahlung radiation or from the decay of neutral mesons like π^0 and η , is an original approach towards the understanding of the dynamics of nuclear reactions and of the behaviour of nuclear matter. The 4π multidetector TAPS has been constructed for that purpose. Many european laboratories joined their efforts to achieve this equipment. It is therefore also foreseen to use it at various accelerators delivering heavy ions between 10 and 2000 MeV/u and electrons of up to 800 MeV. In the first part of this work, the reasons for the choice of TAPS are described. The second part describes the particular mechanical set up used at GANIL together with its electronics and data acquisition system. In the third part the methods for simulating the response of the detectors are explained. The fourth and last part contains the data analysis of an experiment using the reaction $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ at 44 MeV/u. The first results are very stimulating and demonstrate that TAPS is well suited to the detection of photons in an important hadronic noise. It has also been demonstrated that the detection of very rare events like subthreshold pions, is possible thanks to the excellent performances of TAPS.

MOTS - CLES

Multidétecteur

Simulation

Rayonnement gamma

Physique nucléaire

Fluorure de Baryum

GEANT3

Méson neutre π^0

Ions lourds

Scintillateur NE102

Rayonnement cosmique

Gerbe électromagnétique

Bremsstrahlung